# Suche nach monochromatischen Linien im Energiespektrum inklusiver Photonen in hadronischen Zerfällen der $\Upsilon(1S)$-Resonanz mit dem Crystal Ball Detektor bei DORIS

von

Gunter Folger

aus Dortmund

1986 ⅏ 453

# Suche nach monochromatischen Linien im Energiespektrum inklusiver Photonen in hadronischen Zerfällen der $\Upsilon(1S)$-Resonanz mit dem Crystal Ball Detektor bei DORIS

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten

der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Gunter Folger

aus Dortmund

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung : 31. Juli 1986
Vorsitzender der Promotionskommission : Prof. Dr. K. Brodersen
Erstberichterstatter : Prof. Dr. H. Wegener
Zweitberichterstatter : Prof. Dr. J. K. Bienlein

## Abstract

This thesis investigates radiative $\Upsilon(1S)$ decay. The data analysed were taken with the Crystal Ball detector at DORIS in 1982/83 and in 1984. The corresponding integrated luminosities are $11.3pb^{-1}$ und $22.6pb^{-1}$, respectively. The first data sample showed evidence for a narrow state in radiative $\Upsilon(1S)$ decay at about 1 GeV photon energy. The mass of this previously unknown state, called $\varsigma$, is 8.3 GeV/$c^2$. The branching ratio for the decay $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \rightarrow hadrons)$ is measured to be $(5.0 \pm 1.4 \pm 1.9) \cdot 10^{-3}$. The first error is statistical, the second systematic. In 1984 a second run was done to confirm, or to rule out the existence of such a new state. The 1 GeV photon line did not repeat. Some technical problems, which appeared in the second run, cannot explain the disappearance of the line in the inclusive photon spectrum. The second data alone gives an upper limit of the branching ratio $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \rightarrow hadrons) < (1.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$ at 90% C.L.. Combining all data an upper limit for narrow states in the mass range from 7.2 to 8.9 GeV/$c^2$ has been obtained. The expected branching ratio for a standard Higgs state in this mass range is well below the obtained limit.

# Inhaltsverzeichnis


I. Einleitung . . . . . 1

II. Theoretische Grundlagen der Teilchenphysik . . . . . 3
1. Das Quarkmodell . . . . . 3
2. Die Quantenchromodynamik . . . . . 4
3. Die elektroschwache Wechselwirkung . . . . . 6
4. Supersymmetrische Theorien . . . . . 8

III. Reaktionen am $e^+e^-$-Speicherring . . . . . 10
1. Reaktionen im Kontinuum . . . . . 10
2. Erzeugung und Zerfall schwerer Vektormesonen . . . . . 13

IV. Das Crystal Ball Experiment . . . . . 17
1. Der DORIS Speicherring . . . . . 17
2. Der Crystal Ball Detektor . . . . . 18
3. Das Verhalten von Teilchen im Energiedetektor . . . . . 23
4. Die Signalverarbeitung . . . . . 25
5. Der Flasher . . . . . 27

V. Datennahme und Datenaufbereitung . . . . . 28
1. Der Trigger . . . . . 28
2. Der Datenfluß . . . . . 28
3. Bestimmung der Eichkonstanten des Energiedetektors . . . . 29
4. Die Datenproduktion . . . . . 30

VI. Das hadronische Datensample . . . . . 34
1. Auswahl hadronischer Ereignisse . . . . . 34
2. Akzeptanz für $\Upsilon(1S)$-Zerfälle . . . . . 39
3. Das Datensample . . . . . 41

VII. Auswahl von Photonen in hadronischen Ereignissen . . . . . 43

VIII. Analyse des Datensamples 1982/1983 . . . . . 52
1. Das Energiespektrum inklusiver Photonen . . . . . 52
2. Überprüfungen des beobachteten Signals . . . . . 54
3. Analyse der $\Upsilon(2S)$-Daten . . . . . 60
4. Bestimmung der Akzeptanz für Photonen . . . . . 62
5. Ergebnisse aus den 1982/1983 genommenen Daten . . . . . 67

IX. Analyse der 1984 genommenen Daten . . . . . 73
1. Probleme in den 1984 gewonnenen Daten . . . . . 73
2. Überprüfung der Qualität der neuen Daten . . . . . 78
3. Ergebnis aus den 1984 genommenen Daten . . . . . 84

X. Zusammenfassende Analyse aller $\Upsilon(1S)$-Daten . . . . . 87

XI. Zusammenfassung . . . . . 91

XII. Anhang . . . . . 93
1. Untersuchung des E37S-Schnittes . . . . . 93
2. Untersuchung der Patternschnitte . . . . . 95
3. Berechnung oberer Grenzen . . . . . 99

Literaturverzeichnis . . . . . 101

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538114_0015

# I. Einleitung

Die Hochenergiephysik versucht, Symmetrien in der Vielzahl bekannter Teilchen zu finden und die Wechselwirkung elementarer Teilchen in einheitlicher Form zu beschreiben. Bei der Suche nach den elementaren Bausteinen der Materie stieß man zu immer kleineren Gebilden vor. Der bislang letzte Schritt in dieser Richtung begann mit der Entdeckung, daß das Proton nicht punktförmig ist [1]. Man glaubt heute, daß die elementaren Teilchen die Leptonen und die Quarks sind. Die bekannten Leptonen sind das Elektron, Myon, Tau-Lepton und die zugehörigen Neutrinos. Die verschiedenen Quarks werden up, down, strange, charm, bottom und top genannt. Baryonen, z.B. das Proton und das Neutron, bestehen aus drei Quarks, Mesonen, z.B. das Pion, bestehen aus einem Quark und einem Antiquark. Um die Struktur der Teilchen und ihrer Wechselwirkung mit immer besserer Auflösung zu untersuchen, sind gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation $\Delta p \cdot \Delta x \approx h$ immer größere Impulse, d.h. Energien, notwendig. Die benötigten hohen Energien können nur mit Teilchenbeschleunigern erreicht werden, insbesondere mit den heute verwendeten Speicherringen. Elektron-Positron Speicherringe haben eine sehr geringe Energieunschärfe von typisch etwa $10^{-3}$. Außerdem können bei einer Elektron-Positron Vernichtung in ein virtuelles Photon nur Zustände mit den Quantenzahlen des Photons, d.h. $J^{PC} = 1^{--}$, erzeugt werden.

Große Fortschritte im Verständnis der Wechselwirkung zwischen Quarks wurden durch die Entdeckungen der J/$\psi$-Resonanz 1974 [2] und der $\Upsilon$-Resonanzen 1977 [3] ermöglicht. Die J/$\psi$-Resonanz ist der Spin $S = 1$ Grundzustand einer Familie von Mesonen, die alle aus einem charm-anticharm Paar bestehen. Diese Familie wird in Anlehnung an das Positronium Charmonium genannt. Die $\Upsilon$-Resonanz ist analog der Spin $S = 1$ Grundzustand des Bottomoniums, d.h. der Familie von bottom-antibottom Zuständen. Die Zustände mit Spin $S = 1$ und Bahndrehimpuls $L = 0$ haben die Quantenzahlen des Photons, sie können daher am $e^+e^-$-Speicherring in relativ großer Rate erzeugt werden. Im Bottomonium werden diese Zustände mit $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$, $\Upsilon(4S)$ oder auch $\Upsilon$, $\Upsilon'$, $\Upsilon''$, $\Upsilon'''$ bezeichnet. Nichtrelativistische Potentialmodelle können diese beiden Quarkonia aufgrund der großen Masse des charm b.z.w. bottom Quarks recht gut beschreiben. Durch Untersuchungen von Übergängen zwischen verschiedenen Zuständen können die Kräfte zwischen Quark und Antiquark studiert werden.

Ein weiterer interessanter Aspekt besonders der $\Upsilon(1S)$-Resonanz ist, daß in ra-

diativen Zerfällen $\Upsilon(1S) \to \gamma X$ nach neuen Teilchen gesucht werden kann. In den analogen Zerfällen der $J/\psi$-Resonanz wurden mehrere nicht erwartete Zustände - das $\iota(1440)$ [4], $\theta(1690)$ [5] und das $\xi(2220)$ [6] - gefunden. Die Crystal Ball Kollaboration fand 1983 im Energiespektrum inklusiver Photonen hadronischer Ereignisse eine monochromatische Photonlinie. Dies wurde als Hinweis auf die Existenz eines vorher unbekannten Teilchens $\varsigma$ mit einer Masse von 8.3 $GeV/c^2$ gedeutet. Diese Hinweise konnten in einer weiteren Datennahme nicht bestätigt werden.

Das erste Kapitel dieser Arbeit führt zunächst kurz in das Standardmodell der Teilchenphysik ein, das zweite stellt die wesentlichen an einem $e^+e^-$-Speicherring beobachtbaren Reaktionen vor. In den nächsten Abschnitten werden das Experiment, die Datennahme und Datenaufbereitung sowie das analysierte Datensample beschrieben. Die Kriterien zur Selektion von Photonen in hadronischen Ereignissen sind im darauf folgenden Kapitel zusammengestellt. Anschließend werden die 1982/1983 und 1984 genommenen Daten zunächst getrennt analysiert und auf ihre Gültigkeit hin überprüft. Nach Zusammenfassung aller Daten wird eine obere Grenze für Zerfälle $\Upsilon(1S) \to \gamma X$, $X \to Hadronen$ bestimmt.

## II. Theoretische Grundlagen der Teilchenphysik

Die Teilchenphysik untersucht Eigenschaften elementarer Teilchen und studiert deren Wechselwirkungen. Im Standardmodell der Teilchenphysik besteht alle Materie aus Quarks, Leptonen, Austauschbosonen, und möglicherweise einem skalarem Teilchen, dem Higgs. Das Quarkmodell beschreibt die Eigenschaften der Quarks, den Bausteinen aller bekannten Hadronen. Die Wechselwirkungen der Teilchen untereinander werden durch die Quantenchromodynamik, die elektroschwache Wechselwirkung und die Gravitation beschrieben. Die Gravitation spielt bei Experimenten der Teilchenphysik keine Rolle, da ihre Auswirkungen bei den zur Verfügung stehenden Energien klein sind.

### II.1 Das Quarkmodell

Das Quarkmodell wurde 1963 von Gell-Mann und Zweig vorgeschlagen [7]. In diesem Modell lassen sich alle bekannten Hadronen aus Quarks und deren Antiteilchen, den Antiquarks aufbauen. Experimentell nachgewiesen sind fünf Quarkflavours : up (u), down (d), strange (s), charm (c), und bottom (b). Für den geforderten sechsten Quarkflavour top (t) gibt es erste experimentelle Hinweise [8].

Die Quarkflavours werden durch interne additive Quantenzahlen charakterisiert. Das up und down Quark haben nahezu gleiche Masse, sie werden daher in ein Isospindublett mit I $1/2$ eingeordnet. Das up Quark hat $I_3 = +1/2$, das down Quark $I_3 = -1/2$. Das strange Quark trägt Strangeness S$= -1$, das charm Quark Charmness C$= +1$, das bottom Quark Bottomness B$= -1$, und das top Quark Topness T$= +1$. Die Quantenzahlen für Antiquarks haben das jeweils entgegengesetzte Vorzeichen. Experimentell findet man, daß die starke Wechselwirkung diese Quantenzahlen erhält. Die elektromagnetische Wechselwirkung kann zwar den Gesamtisospin I verletzen, erhält jedoch dessen dritte Komponente $I_3$, sowie die anderen Quantenzahlen. Die schwache Wechselwirkung kann alle diese Quantenzahlen verletzen, der Isospin kann jedoch nur um $\Delta$I$= \pm 1$ oder $\pm 1/2$, die anderen Quantenzahlen um $\Delta$S, $\Delta$C, $\Delta$B, $\Delta$T $= 0, \pm 1$ geändert werden.

Alle Quarks haben Spin $1/2$, ebenso wie die Leptonen. Das d, s, b Quark trägt Ladung $-1/3$ der Elementarladung, das u, c, t Quark $+2/3$. Jedes Quark kommt in drei Zuständen, rot, grün und blau genannt, vor [9]. Antiquarks tragen die entsprechenden Antifarben. Es werden keine freien Quarks, sondern nur gebundene Zustände aus mehreren Quarks beobachtet. Dieser Umstand läßt sich erklären, wenn

man fordert, daß beobachtbare Teilchen Farbsinguletts sein müssen. Die beiden einfachsten Möglichkeiten, ein farbneutrales Hadron zu bilden, sind :

Mesonen : Diese bestehen aus je einem Quark und einem Antiquark. Durch die Paarung von Farbe und Antifarbe ergibt sich ein farbneutraler Zustand, d.h. ein Farbsingulett.

Baryonen : Diese bestehen aus drei Quarks. Jedes Quark trägt eine andere Farbe, so daß sich insgesamt wieder ein Farbsingulett ergibt. Analog bestehen Antibaryonen aus drei Antiquarks.

Hadronen mit mehr als drei Quarks oder einem Quark-Antiquark-Paar wurden noch nicht beobachtet.

Die sechs Quarkflavours werden zusammen mit den sechs bekannten Leptonen $e^-$, $\nu_e$, $\mu^-$, $\nu_\mu$, $\tau^-$, $\nu_\tau$ in drei Generationen gruppiert :

1.Generation : $d_r$, $d_g$, $d_b$, $u_r$, $u_g$, $u_b$, $e^-$, $\nu_e$

2.Generation : $s_r$, $s_g$, $s_b$, $c_r$, $c_g$, $c_b$, $\mu^-$, $\nu_\mu$

3.Generation : $b_r$, $b_g$, $b_b$, $t_r$, $t_g$, $t_b$, $\tau^-$, $\nu_\tau$

Innerhalb jeder Generation verschwindet die Summe der Ladungen aller Teilchen. Alle natürlich vorkommende Materie ist aus Fermionen der ersten Generation aufgebaut.

## II.2 Die Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die Wechselwirkung zwischen Quarks [10]. Die QCD ist ebenso wie die Quantenelektrodynamik (QED) eine Eichtheorie. Die Wechselwirkung ist invariant gegen lokale $SU(3)_{Colour}$ Eichtransformationen. SU(3) Transformationen sind nicht abelsch, im Gegensatz zu den abelschen U(1) Eichtransformationen der QED. Die Wechselwirkung wird durch den Austausch von acht masselosen Eichfeldquanten mit Spin 1, den Gluonen, beschrieben. Die Gluonen koppeln an die Farbladung der Quarks. Aufgrund der nichtabelschen Struktur der QCD tragen die Gluonen selbst Farbladung, daher gibt es auch eine Gluon - Gluon - Wechselwirkung. Die elementaren Vertizes der QCD sind der Quark-Gluon Vertex, der Drei-Gluon Vertex und der Vier-Gluon Vertex (s. Bild 1). An jedem Vertex wird die Farbladung erhalten.

Eine wesentliche Eigenschaft der Quantenchromodynamik ist die asymptotische

Quark-Gluon Vertex | Drei-Gluon Vertex | Vier-Gluon Vertex

Abbildung 1 : *Vertizes der Quantenchromodynamik*

Freiheit der QCD. Dies heißt, daß die Wechselwirkung zwischen Quarks schwächer wird, wenn deren Impulse größer werden, oder, äquivalent dazu, die Abstände kleiner werden. Dies rechtfertigt bei hohen Energien die Entwicklung von Prozessen der QCD in eine Störungsreihe. Andererseits vermutet man, daß beim Versuch, zwei Quarks zu trennen, die Feldenergie zwischen diesen so stark zunimmt, daß es bei einem bestimmten Abstand energetisch günstiger wird, durch Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares ein neues Meson zu bilden (Quark-Confinement).

Aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen sollte es Teilchen geben, die nur aus Feldenergie bestehen [11]. Diese Gluonenbälle sind ebenso wie Hadronen Farbsinguletts. Alle ladungsartigen Quantenzahlen sind null, d.h. sie sind elektrisch neutral und haben Isospin I=0, S=C=B=0 (s. Kap. II.1). In vielen Modellen liegen die Massen der leichtesten Gluonenbälle im Bereich zwischen einem und drei GeV/$c^2$ mit Zerfallsbreiten in der Größenordnung von 10 MeV. Man erwartet, Gluonenbälle in Reaktionen zu finden, bei denen in Zwischenzuständen mehrere energiereiche Gluonen auftreten. Eine solche Reaktion ist der Zerfall schwerer Quarkonia in zwei Gluonen und ein Photon (s. Kap. III.2). Einige Kandidaten für Gluonenbälle wurden in radiativen Zerfällen der J/$\psi$-Resonanz gefunden. Bei keinem dieser Zustände ist jedoch die Interpretation als Gluonenball gesichert [12].

## II.3 Die elektroschwache Wechselwirkung

Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung wurde von Glashow, Salam und Weinberg entwickelt [13]. Dieses Modell beschreibt die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung in einheitlicher Form. Es ist eine nichtabelsche Eichtheorie, die invariant gegen lokale SU(2)×U(1) Transformationen ist. Es gibt vier Eichfeldquanten mit Spin 1 : $W^+$, $W^-$, $Z^\circ$, $\gamma$. Das $W^+$ und $W^-$ tragen eine positive bzw. negative elektrische Elementarladung, das $Z^\circ$ und das Photon sind elektrisch neutral. Die Theorie unterscheidet zwischen Fermionen verschiedener Helizität. Linkshändige Fermionen werden zu schwachen Isospindubletts zusammengefaßt, rechtshändige Fermionen werden als schwache Isospinsinguletts angeordnet. Die Fermionfelder der ersten Generation von Teilchen sind :

$$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L,\ \begin{pmatrix}u_r\\ d'_r\end{pmatrix}_L,\ \begin{pmatrix}u_g\\ d'_g\end{pmatrix}_L,\ \begin{pmatrix}u_b\\ d'_b\end{pmatrix}_L,\ e^-_R,\ (u_r)_R,\ (u_g)_R,\ (u_b)_R,\ (d'_r)_R,\ (d'_g)_R,\ (d'_b)_R$$

Der Index L bzw. R gibt die Helizität an. Die Fermionfelder der zweiten und dritten Generation sind analog. Die Quarkfelder $d'$, $s'$, $b'$ sind Linearkombinationen der Masseneigenzustände des $d$, $s$ und $b$ Quarks [14].

Die geladenen Vektorbosonen koppeln nur an linkshändige Fermionen. Strahlt z.B. ein $d'_r$ Quark ein W ab, so wandelt es sich in ein $u_r$ Quark um. Durch die Mischung der Masseneigenzustände gibt es auch Übergänge zwischen verschiedenen Generationen. Das Photon und $Z^\circ$-Boson koppeln an links- und rechtshändige Fermionen, das $Z^\circ$ jedoch mit unterschiedlicher Kopplungsstärke. Da die SU(2) eine nichtabelsche Gruppe ist, gibt es analog zur QCD auch Wechselwirkung der Eichfeldquanten untereinander, wobei das Photon nur mit den geladenen Vektorbosonen wechselwirkt.

Neben den Vektor- und Fermionfeldern gibt es ein skalares Feld $\Phi$. Dieses skalare Feld hat einen von Null verschiedenen Vakuumerwartungswert $\Phi_\circ$ von 175 GeV. Die Anregungen des Higgsfeldes $\Phi$ werden meist mit $\varphi$ bezeichnet. Das Higgsfeld $\Phi$ kann damit geschrieben werden als $\Phi = \Phi_\circ + \varphi$. Das Quant des $\varphi$-Feldes ist das Higgs-Teilchen $H^\circ$. Es hat Spin 0 und ist elektrisch neutral. Durch Kopplung an das skalare Feld $\Phi$ erhalten die Eichfeldquanten mit Ausnahme des Photons eine zu $\Phi_\circ$ proportionale Masse. Ein großer Erfolg der Theorie war, daß die $W^+$, $W^-$, und $Z^\circ$-Bosonen bei den von der Theorie vorhergesagten Massen [15] ($m_{W^+} = m_{W^-} \approx 83$ GeV, $m_{Z^\circ} \approx 94$ GeV) am $\bar{p}p$-Collider bei CERN gefunden wurden [16]. Die Massen der Fermionen werden durch Yukawa-Kopplung an das Feld $\Phi$ eingeführt.

Die Kopplungsstärke ist die Masse des jeweiligen Fermions. Diese Kopplungsstärken sind freie Parameter der Theorie.

Die Masse des Higgs wird von der Theorie nicht festgelegt. Eine weitere wesentliche Bestätigung der Theorie wäre die Entdeckung des Higgs Teilchens. Eine Möglichkeit das Higgs nachzuweisen bieten radiative Zerfälle schwerer Quarkonia. Ist das Higgs H° leichter als als das $\Upsilon(1S)$-Meson, so ist der Zerfall $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma H^\circ$ (s. Bild 2) erlaubt [17] :

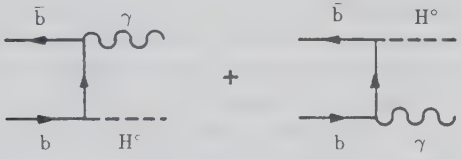



Abbildung 2 : *Zerfall des* $\Upsilon(1S)$ *in ein Higgs Teilchen*

Im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung läßt sich wegen der bekannten Kopplungen die Zerfallsbreite für diesen Zerfall berechnen [18] :

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma H^\circ)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{G_F m_\Upsilon^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha}\left(1 - \frac{m_{H^\circ}^2}{m_\Upsilon^2}\right) \qquad (1)$$

$G_F$ : Fermikonstante ($G_F = 1.2 \cdot 10^{-5}$ GeV$^{-2}$)

$\alpha$ : Feinstrukturkonstante

$m_\Upsilon, m_{H^\circ}$ : Masse des $\Upsilon$, H°

Setzt man die Masse des Higgs zu Null, so ergibt sich als obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis

$$B(\Upsilon \rightarrow \gamma H^\circ) \approx 8 \cdot 10^{-3} \cdot B(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-) \approx 2 \cdot 10^{-4}. \qquad (2)$$

Aufgrund dieses kleinen Verzweigungsverhältnisses ist es experimentell schwierig, das Higgs Teilchen nachzuweisen bzw. auszuschließen, daß seine Masse kleiner als die des $\Upsilon$-Mesons ist.

## II.4 Supersymmetrische Theorien

Die Quantenchromodynamik, die elektroschwache Wechselwirkung und die allgemeine Relativitätstheorie stimmen zwar mit bisherigen Experimenten überein, sind jedoch recht unterschiedliche Beschreibungen der Wechselwirkungen. Das Ziel der Teilchenphysik ist eine einheitliche Beschreibung aller Wechselwirkungen. In vereinheitlichten Theorien bereitet es Schwierigkeiten, die Masse des skalaren Higgs Teilchens kleiner als ein $\mathrm{TeV}/c^2$ zu halten [19, 20]. Supersymmetrische Modelle haben dieses Problem nicht. Die Supersymmetrie ist eine neue Symmetrie, die Fermionen und Bosonen miteinander verknüft. Für jedes Teilchen wird die Existenz eines supersymmetrischen Partners gefordert. Das Teilchen und der zugehörige supersymmetrische Partner haben einen um 1/2 unterschiedlichen Spin. So gehört z.B. zu jedem Fermion mit Spin 1/2 ein skalares Teilchen. Außerdem besteht in supersymmetrischen Theorien eine Verbindung zwischen zwischen lokal supersymmetrischen Transformationen und Raum-Zeit-Transformationen. Man hofft, über diese Verbindung eine einheitliche Beschreibung aller Wechselwirkungen einschließlich der Gravitiation zu finden.

Die supersymmetrischen Partner bekannter Teilchen sollen Massen kleiner als ein $\mathrm{TeV}/c^2$ haben, einige können sogar wesentlich leichter sein. Die skalaren Teilchen werden nach ihren Spin 1/2 Partnern benannt: zum Elektron gehört das Selektron, zum Quark das Squark. Die neuen Fermionen mit Spin 1/2 heißen Photino, Gluino, Wino, Zino und Higgsino (oder auch Shiggs). Zum Austauschquant der Gravitation, dem Graviton mit Spin 2, gehört das Gravitino mit Spin 3/2. Mit Ausnahme des Spins hat ein Teilchen und sein supersymmetrischer Partner gleiche Eigenschaften und Wechselwirkungen. Squarks tragen ebenso wie Quarks drittelzahlige Ladung und kommen in drei Farbzuständen vor. Da Squarks die gleiche Wechselwirkung wie Quarks haben, gibt es relativ verläßliche Vorhersagen über die Erzeugung von Squark-Antisquark-Paaren in $e^+e^-$-Reaktionen [20]. Squarks können auch gebundene Squark-Antisquark-Zustände (Squarkonia) bilden [21]. In $e^+e^-$-Annihilation lassen sich jedoch nur Zustände mit Gesamtdrehimpuls $J=1$ erzeugen. Im Squarkonium sind dies die P-Zustände mit Bahndrehimpuls $L=1$. Berechnete Wirkungsquerschnitte hierfür zeigen, daß es sehr schwierig ist, Squarkonium Zustände in $e^+e^-$-Reaktionen zu finden.

Die supersymmetrischen Spin 1/2 Partner der Gluonen, Gluinos $\tilde{g}$ genannt, tragen ebenso wie Gluonen Farbladung. Gluinos wechselwirken stark miteinander.

Analog den Gluonenbällen der QCD soll es gebundene Zustände aus zwei Gluinos geben. Falls die Ruhmasse des Gluinos $m_{\tilde{g}}$ kleiner als 4.5 GeV/$c^2$ ist, können Gluinobälle in radiativen $\Upsilon(1S)$-Zerfällen erzeugt werden [22]. Das für diesen Zerfall berechnete Verzweigungsverhältnis liegt im Bereich von $10^{-3}$-$10^{-5}$. Es wird damit schwierig sein, die Existenz eines solchen Zustands auszuschließen bzw. nachzuweisen.

# III. Reaktionen am $e^+e^-$-Speicherring

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Reaktionen vorgestellt, die an einem $e^+e^-$-Speicherring zu beobachten sind. Zuerst werden Reaktionen beschrieben, die unabhängig von der Schwerpunktsenergie stattfinden. Danach wird die Erzeugung und der Zerfall schwerer Vektormesonen behandelt.

## III.1 Reaktionen im Kontinuum

Diese Reaktionen werden durch die Quantenelektrodynamik beschrieben[1]. Die QED beschreibt die Wechselwirkung geladener Fermionen durch den Austausch von Photonen. Die Stärke der Kopplung zwischen Photon und Fermion wird durch die elektrische Ladung der Fermionen bestimmt. Die Kopplungskonstante der QED ist die Feinstrukturkonstante $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_o\hbar c} = \frac{1}{137} \tag{3}$$

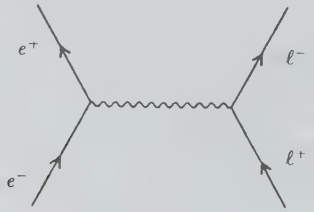
e : Elementarladung

c : Lichtgeschwindigkeit

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ , h : Plancksches Wirkungsquantum

$\epsilon_o$ : Dielektrizitätskonstante des Vakuums

Der einfachste aller QED Prozesse ist die Vernichtung von Elektron und Positron in ein virtuelles zeitartiges Photon und anschließende Erzeugung eines Myon- oder Tau-Paares :




$(\ell = \mu,\ \tau)$

Abbildung 3 : *Feynmangraph der Lepton Paar Produktion*

[1]Korrekturen aufgrund der schwachen Wechselwirkung sind bei Schwerpunktsenergien von etwa 10 GeV zu vernachlässigen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für diese Reaktion in niedrigster Ordnung Störungsrechnung, d.h. der Ordnung $\alpha^2$, ist [23]:

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \to \ell^+\ell^-)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\beta\left\{(1+\cos^2\theta) + (1-\beta^2)\sin^2\theta\right\} \tag{4}$$

$\sqrt{s}$ : Gesamtenergie im Schwerpunktssystem

$\beta = \frac{v}{c}$ , v : Geschwindigkeit des Leptons

$\theta$ : Winkel zwischen einlaufendem Elektron und auslaufendem Lepton

Ist die Gesamtenergie im Schwerpunktssystem wesentlich größer als die Ruhmasse der erzeugten Leptonen, so gilt :

$$\sigma(e^+e^- \to \ell^+\ell^-) = \sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = 86.8\frac{nb \cdot GeV^2}{s} \tag{5}$$

Eine weitere Reaktion am $e^+e^-$-Speicherring ist die Bhabha-Streuung $e^+e^- \to e^+e^-$:

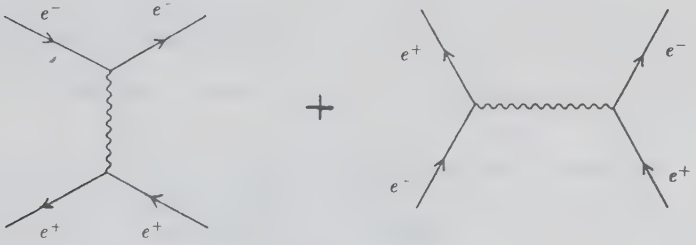



Abbildung 4 : *Feynmangraphen der Bhabha-Streuung*

Der erste Graph beschreibt die Streuung von Elektron und Positron durch Austausch eines virtuellen Photons. Der zweite Graph ist identisch zur Leptonpaarproduktion. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Bhabha-Streuung ist :

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \to e^+e^-)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s}\left(\frac{q'^4+s^2}{q^4} + \frac{2q'^4}{q^2 s} + \frac{q'^4+q^4}{s^2}\right) \tag{6}$$

$$q^2 = -s \cdot \sin^2\theta/2$$

$$q'^2 = -s \cdot \cos^2 \theta/2$$

$\theta$ : Streuwinkel des Photons

Der erste Term beschreibt den Streugraph, der letzte den Annihilationsgraph, und der mittlere ist der Interferenzterm beider Graphen.

Aufgrund des großen Wirkungsquerschnitts dient die Bhabha-Streuung bei Experimenten am $e^+e^-$-Speicherring der Messung der Luminosität (s. Kap. IV.2). Bei Crystal Ball werden diese Ereignisse zusätzlich zur Eichung des Energiedektors benutzt.

Die Elektron-Positron-Vernichtung in zwei Photonen wird ebenfalls durch zwei Feynmangraphen beschrieben.

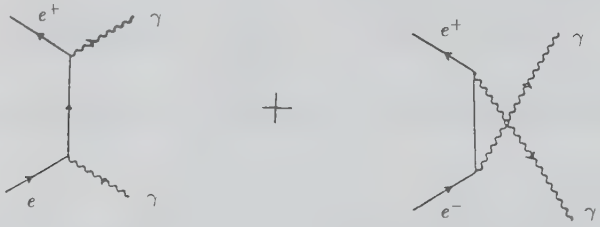



Abbildung 5 : *Feynmangraphen der $e^+e^-$-Vernichtung in zwei Photonen*

Der differentielle Wirkungsquerschnitt beträgt :

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \to \gamma\gamma)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s}\left(\frac{1+\cos^2\theta}{1-\cos^2\theta}\right) \qquad (7)$$

$\theta$ : Winkel zwischen einlaufendem Elektron und auslaufendem Photon

Die Ereignisse dieser Reaktion werden bei Crystal Ball ebenfalls zur Luminositätsmessung und Eichung des Energiedetektors benutzt.

Die Elektron-Positron-Vernichtung in Hadronen war eine der ersten Anwendungen des Quarkmodells. Man spaltet die Erzeugung von Hadronen in zwei Teilprozesse :

- Die Vernichtung von Elektron und Positron in ein Quark-Antiquark-Paar. Diese Reaktion ist bis auf die drittelzahlige Ladung der Quarks analog zur

Leptonpaarproduktion $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines $q\bar{q}$-Paares ist daher bei Vernachlässigung der Ruhmasse des Quarks :

$$\sigma_{q\bar{q}} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_q^2 = Q_q^2 \sigma_{\mu\mu} \tag{8}$$

$Q_q$ : Ladung des Quarks in Einheiten der Elementarladung.

Das Quark-Antiquark-Paar fragmentiert in Hadronen. Es werden weitere $q\bar{q}$ Paare erzeugt. Diese bilden zusammen mit dem ursprünglichen $q\bar{q}$ Paar farbneutrale Hadronen. Da es keine freien Quarks gibt, geschieht dieser Prozeß mit der Wahrscheinlichkeit eins.

Der Wirkungsquerschnitt für die Elektron-Positron-Vernichtung in Hadronen ergibt sich durch Summation über alle energetisch möglichen Quarkflavours $q_f$, multipliziert mit der Anzahl der Farbfreiheitsgrade $N_C$ :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Hadronen) = N_C \sum_{q_f} \sigma(e^+e^- \rightarrow q_f\bar{q}_f) = N_C \sigma_{\mu\mu} \sum_{q_f} Q_{q_f}^2 \tag{9}$$

Bei Schwerpunktsenergien der $\Upsilon$-Resonanzen lassen sich $u$,$d$,$s$,$c$ Quarkpaare erzeugen, und man erhält :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Hadronen) = 3\sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{10}{9} = \frac{10}{3}\sigma_{\mu\mu} \tag{10}$$

Meist betrachtet man das Verhältnis :

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow Hadronen)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \tag{11}$$

Im Quarkmodell hängt der Wert für $R$ nur von der Zahl der erzeugbaren Quarks ab.

## III.2 Erzeugung und Zerfall schwerer Vektormesonen

Stimmt die Gesamtenergie im $e^+e^-$-Schwerpunktssystem mit der Masse M eines neutralen Vektormesons V überein und hat dies die Quantenzahlen des Photons $J^{PC} = 1^{--}$, so zeigt der Wirkungsquerschnitt für alle Endzustände, in die das Vektormeson zerfallen kann, resonanzartiges Verhalten. Die bekannten Vektormesonen zerfallen überwiegend in Hadronen. Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion

$e^+e^- \to V \to Hadronen$ ist energieabhängig und wird durch die Breit-Wigner Resonanzkurve gegeben :

$$\sigma(e^+e^- \to V \to Hadronen) = \frac{3\pi}{s} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{(\sqrt{s} - M)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{tot}^2} \tag{12}$$

$\Gamma_{ee}$ : Zerfallsbreite für den Zerfall in $e^+e^-$

$\Gamma_{had}$ : Zerfallsbreite für den Zerfall in Hadronen

$\Gamma_{tot}$ : totale Zerfallsbreite des Vektormesons, d.h. Summe über alle Zerfallsbreiten

Die neutralen Vektormesonen mit $J^{PC} = 1^{--}$ sind das $\rho^o$(769 MeV), $\omega$(783 MeV), $\phi$(1020 MeV), J/$\psi$(3097 MeV) und das $\Upsilon$(9460 MeV), sowie deren radial angeregte Zustände. Das $\Upsilon$(9460 MeV) ist der Spin 1 Grundzustand einer Teilchenfamilie, dem Bottomonium. Diese Teilchen bestehen alle aus einen b und einem $\bar{b}$ Quark. Das Anregungsspektrum dieser Familie ist in Bild 6 gezeigt. Die spektroskopische Bezeichnung der Zustände geschieht nach der Notation $n\,^{2S+1}L_J$, wobei $n$ die Radialquantenzahl, $S$ der Spin, $L$ der Bahndrehimpuls, und $J$ der Gesamtdrehimpuls des Zustands ist; der Bahndrehimpuls $L$ wird analog zur Atomphysik mit $S$, $P$, $D$ für $L=0$, 1, 2 angegeben. Nur Zustände mit $J^{PC} = 1^{--}$, d.h. die $n^3S_1$ und über relativistische Korrekturen die $n^3D_1$ Zustände, lassen sich in $e^+e^-$-Reaktionen direkt erzeugen. Der Nachweis der anderen Zustände erfolgt durch Nachweis eines Übergangs von einem höheren $^3S_1$ Zustand aus.

Der Zerfall eines Vektormesons ist auf drei Arten möglich :

(a) Ist das Vektormeson nicht der Grundzustand des $q\bar{q}$-Systems, so kann es durch Aussendung von Photonen oder Gluonen in einen energetisch niedrigeren Zustand übergehen.

(b) Zweig erlaubte Zerfälle [24] : (s. Abbildung 7a)
Zerfall des Vektormesons in zwei Mesonen ohne Annihilation des Quark-Antiquark-Paares durch Erzeugung eines leichten $q\bar{q}$-Paares. Dieser Prozeß ist energetisch nur möglich, wenn die Masse des Vektormesons größer als die Summe der Massen der beiden Mesonen ist. Diese Energieschwelle wird Flavourschwelle genannt.

(c) Zweig unterdrückte Zerfälle : (s. Abbildung 7b)
Annihilation des $q\bar{q}$-Paares in ein virtuelles Photon, oder in drei Gluonen

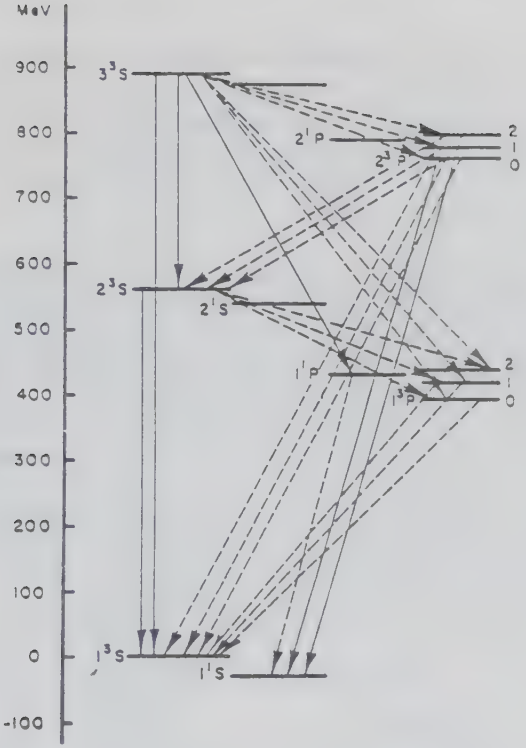



Abbildung 6 : *Anregungsspektrum des Bottomoniums*

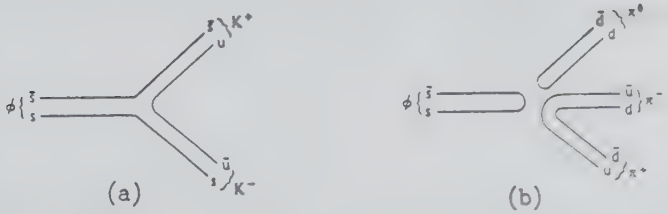



Abbildung 7 : *Zweig erlaubter (a) und Zweig unterdrückter Zerfall (b) eines schweren Vektormesons am Beispiel der $\phi$-Zerfälle.*

oder in ein Photon und zwei Gluonen[1]. Das virtuelle Photon materialisiert durch Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares oder eines Leptonpaares analog zu den Reaktionen im Kontinuum (s. Kap. III.1). Die Gluonen materialisieren in Hadronen. Dies wird Fragmentation genannt.
Die Zerfallsbreite für Zweig unterdrückte Zerfälle ist wesentlich kleiner als für Zweig erlaubte Zerfälle.

Das $\Upsilon(1S)$-Meson liegt unterhalb der Flavourschwelle. Daher sind nur Zerfälle nach (a) und nach (c) möglich. Der Übergang in den $1^1S_0$ $b\bar{b}$-Zustand $\eta_b$ hat eine sehr kleine Zerfallsbreite. Die wesentlichen Zerfälle der $\Upsilon(1S)$-Resonanz sind daher die Annihilation des $b\bar{b}$-Paares in drei Gluonen, zwei Gluonen und ein Photon, oder ein Photon. Die totale Breite der $\Upsilon(1S)$-Resonanz $\Gamma_{tot}$ ist gegeben durch

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{ggg} + \Gamma_{\gamma gg} + 3\Gamma_{ee} + \Gamma_{q\bar{q}} \tag{13}$$

wobei $\Gamma_{ggg}$ die Partialbreite für den Zerfall in drei Gluonen, $\Gamma_{\gamma gg}$ die Partialbreite für den Zerfall zwei Gluonen und ein Photon, $3\Gamma_{ee}$ die Partialbreite für den Zerfall in Leptonpaare und $\Gamma_{q\bar{q}} = R\Gamma_{ee}$ die Partialbreite für den Zerfall in Quark-Antiquark-Paare (Vakuumpolarisation) ist. Die hadronische Breite $\Gamma_{had}$ ist

$$\Gamma_{had} = \Gamma_{q\bar{q}} + \Gamma_{ggg} + \Gamma_{\gamma gg} = \Gamma_{tot}(1 - 3B_{\mu\mu}) \tag{14}$$

wobei $B_{\mu\mu} = B_{\tau\tau} = B_{ee} = \Gamma_{ee}/\Gamma_{tot}$ ist.

Die totale Breite der $\Upsilon(1S)$-Resonanz ist wesentlich kleiner als die Energieauflösung eines $e^+e^-$-Speicherrings und damit die beobachtete Breite der Resonanz. Die Fläche unter der Resonanzkurve bleibt bei dieser experimentellen Verbreiterung erhalten. Aus einer Messung des hadronischen Wirkungsquerschnitts sowie $B_{\mu\mu}$ läßt sich die totale Breite bestimmen [26].

[1] Der Zerfall in ein Gluon ist wegen Erhaltung der Farbquantenzahl verboten. Der Zerfall eines Vektormesons mit $J^{PC} = 1^{--}$ in zwei masselose Gluonen oder Photonen ist wegen Erhaltung des Gesamtdrehimpulses und der Parität [25] verboten. Es müssen daher mindestens drei Gluonen ausgesandt werden. Erlaubt ist jedoch auch der Zerfall in zwei Gluonen und ein Photon.

## IV. Das Crystal Ball Experiment.

In den folgenden Abschnitten wird der DORIS-Speicherring und der Crystal Ball Detektor sowie das Verhalten von Teilchen in diesem Detektor beschrieben.

### IV.1. Der DORIS-Speicherring.

Der $e^+e^-$-Speicherring DORIS wurde Anfang der siebziger Jahre konzipiert und auf dem Gelände des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) in Hamburg gebaut. Der ursprüngliche Aufbau bestand aus zwei getrennten, übereinanderliegenden Ringen zur Speicherung der Elektron- und Positronstrahlen, daher der Name DOppelRIngSpeicher. Die beiden Ringe kreuzten sich in zwei Wechselwirkungspunkten unter kleinem Winkel. Mit diesem Aufbau konnten Schwerpunktsenergien bis zu etwa 6 GeV erreicht werden.

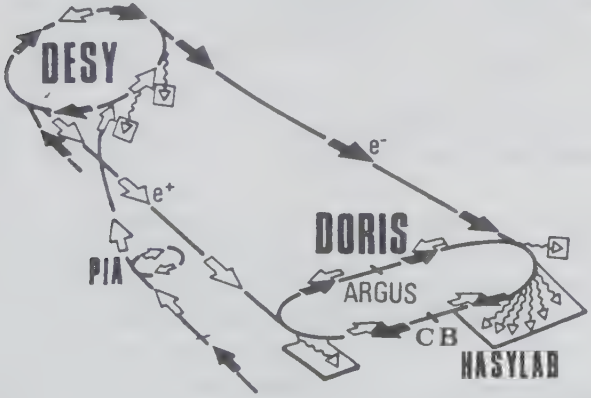



Abbildung 8 : *Schematischer Aufbau des Speicherrings DORIS und der beiden Experimente ARGUS und Crystal Ball.*

Nach Entdeckung der $\Upsilon$ Resonanzen in der Verteilung der invarianten Masse von

$\mu^+$ und $\mu^-$ aus der Reaktion $p^+(400\text{GeV})+(Cu,Pt) \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$ [3] beschloß man die maximal erreichbare Schwerpunktsenergie auf etwa 10 GeV zu erhöhen. Hierzu wurde der Doppelring in einen Einzelring umgebaut, und es wurden zusätzliche Hohlraumresonatoren installiert. Im Jahr 1981 wurde DORIS erneut modernisiert. Durch eine Modifikation der Ablenkmagnete und den Einbau weiterer Hohlraumresonatoren erreicht DORIS II nun Schwerpunktsenergien bis etwa 11.2 GeV, d.h. es können Daten auch auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz (10.57 GeV) genommen werden. Gleichzeitig wurde die Luminosität durch den Einbau von Mini-$\beta$-Quadrupolmagneten nahe der Wechselwirkungszone erhöht [27]. Einige Parameter von DORIS II sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

| | |
|---|---|
| Ringumfang | 288 m |
| Umlauffrequenz | $\approx$ 1 MHz |
| Maximaler Strahlenergie | 5.6 GeV |
| Maximaler Strahlstrom | 50 mA |
| typische Luminosität | $\approx 1 \cdot 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ |
| Größe der Wechselwirkungszone ($\sigma_x \times \sigma_y \times \sigma_z$) | $(1 \times 0.1 \times 17)$ mm$^3$ [28] |
| typische Dauer einer $e^+e^-$-Füllung | 1–2 Stunden |

Tabelle 1 : *Wesentliche Parameter des $e^+e^-$-Speicherrings DORIS.*

## IV.2. Der Crystal Ball Detektor

Der Crystal Ball Detektor ist ein kompakter Detektor ohne Magnetfeld. Er ist spezialisiert auf den Nachweis und die Energiemessung von Photonen im Energiebereich von wenigen MeV bis zu einigen GeV. Die Energiemessung der elektromagnetisch schauernden Photonen und Elektronen[1] geschieht im aus Natriumjodid bestehenden Energiedetektor. Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen liegen vor dem Energiedetektor Driftkammern zur Unterscheidung geladener und neutraler Teilchen.

[1] Unter Elektron wird in diesem Kapitel immer sowohl das negativ geladene Elektron als auch sein positiv geladenes Antiteilchen verstanden.

Einige Meter vom Wechselwirkungspunkt entfernt befinden sich oberhalb und seitlich des Energiedetektors Szintillationszähler zur Messung der Flugzeit. Ein unter kleinem Winkel zur Strahlachse aufgestellter Luminositätsmonitor sorgt für eine schnelle Bestimmung der Luminosität. Der Aufbau des Detektors mit Ausnahme der Flugzeitzähler ist in Bild 9 gezeigt.

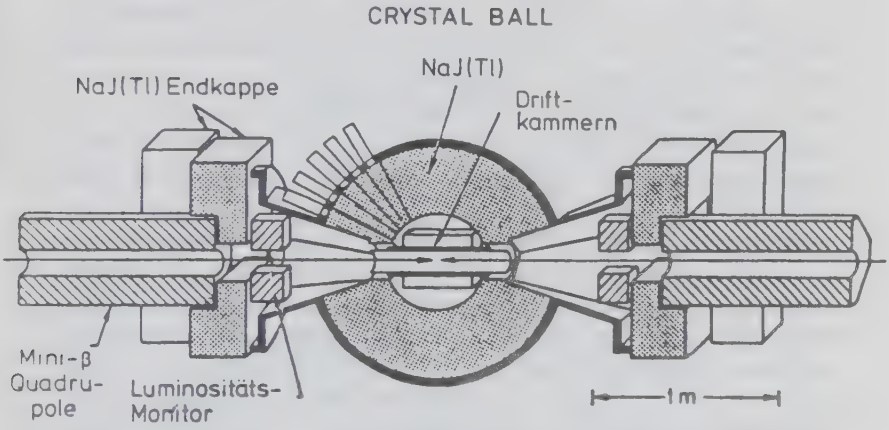



Abbildung 9 : *Der Crystal Ball Detektor (schematisch), ohne Flugzeitzähler.*

Zur Beschreibung des Experiments wird ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem mit Ursprung im Wechselwirkungspunkt eingeführt. Die +z-Achse ist parallel zur Flugrichtung der Positronen, die +y-Achse zeigt senkrecht nach oben, und die +x-Achse zeigt zur Mitte des Speicherrings. Neben diesem kartesischem Koordinatensystem werden auch Zylinder- oder Kugelkoordinaten benutzt.

Der Energiedetektor besteht aus zwei Teilen, dem eigentlichen Ball, und zwei Endkappen. Der Ball besteht aus 672 Kristallen aus mit Thallium dotiertem Natriumjodid. Der Ball überdeckt 93% des gesamten Raumwinkels für $e^+e^-$-Reaktionen. Die Länge der Kristalle von 40.6 cm entspricht 15.7 Strahlungslängen (s. Kap. IV.3). Elektromagnetisch schauernde Teilchen deponieren daher nahezu ihre gesamte Energie im Ball. Das Energieauflösungsvermögen für Photonen und Elektronen beträgt $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2.7\%}{\sqrt[4]{E(GeV)}}$. Das Winkelauflösungsvermögen des Energiedetektors für elektromagnetisch schauernde Teilchen beträgt abhängig von der Energie des Photons

bzw. Elektrons, etwa 1–2°. Mininimal ionisierende Teilchen deponieren im Mittel etwa 210 MeV. Die Länge der Kristalle entspricht etwa einer nuklearen Wechselwirkungslänge, d.h. etwa 2/3 aller Hadronen haben im Ball eine hadronische Wechselwirkung. Für eine kalorimetrische Energiemessung von Hadronen ist der Ball jedoch mit einer Wechselwirkungslänge zu dünn.
Die Endkappen bestehen ebenfalls aus mit Thallium dotiertem Natriumjodid. Sie erweitern den überdeckten Raumwinkel auf 98% von $4\pi$. Die Dicke der Endkappen variiert zwischen etwa zwei und fünf Strahlungslängen. Mit den Endkappen können daher die Energien von Photonen und Elektronen nicht gemessen werden. Sie werden meist nur als Vetozähler gegen Teilchen nahe der Strahlrichtung benutzt.
Ziel bei der Konstruktion des Energiedetektors war, einen möglichst homogenen, modularen Energiedetektor zu bauen. Die Geometrie des Energiedetektors (Ball) geht von einem Ikosaeder aus. Jedes der 20 gleichseitigen Dreiecke, den sogenannten Major Triangles, wird in vier gleichseitige Dreiecke, den Minor Triangles, unterteilt (s. Bild 10). Die Eckpunkte jedes dieser 80 Dreiecke werden auf die den Ikosaeder einhüllende Kugeloberfläche projiziert. Diese 80 neuen Dreiecke werden nochmals in neun gleichseitige Dreiecke geteilt und wieder auf die Kugeloberfläche projiziert. Man erhält einen nahezu kugelförmigen Detektor,der aus 720 pyramidenstumpfförmigen Kristallen besteht. Um einen Durchlaß für das Strahlrohr zu schaffen, werden an zwei gegenüberliegenden Stellen je 24 Kristalle entfernt, und die an den Durchlaß grenzenden Kristalle in eine besondere Form geschnitten. Diese Kristalle werden Tunnelkristalle genannt. Die existierenden 672 Kristalle sind in zwei Hemisphären für Kristalle mit $y > 0$ bzw. $y < 0$ geteilt. Die Kristalle einer Hemisphäre sind jeweils in einem evakuierten Behälter untergebracht.

Die Driftkammern unterscheiden neutrale von geladenen Teilchen und messen die Flugrichtung geladener Teilchen. Sie umgeben das Strahlrohr zylinderförmig. Da der Crystal Ball Detektor kein Magnetfeld besitzt, genügt es, einige Punkte auf der Flugbahn geladener Teilchen zu messen. Die Driftkammern bestehen daher nur aus drei bzw. vier (ab Mitte 1984) Doppellagen von Driftröhren. Fliegt ein geladenes Teilchen durch ein Driftrohr, so ionisiert es längs seiner Bahn Gasatome. Die freigesetzten Elektronen wandern entlang dem elektrischen Feld zur Anode und erzeugen durch Stoßionisation weitere freie Elektronen. Die positiven Ionen wandern zur Kathode. In jedem Driftrohr ist als Anode ein Widerstandsdraht gespannt, als Kathode dient die Hülle des Driftrohres. Die Anodendrähte verlaufen parallel zur Strahlachse. Der Azimutwinkel des Durchgangspunktes eines geladenen Teilchen durch die Driftkammer ergibt sich aus der Nummer des angesprochen Drahtes. Zur Bestimmung der

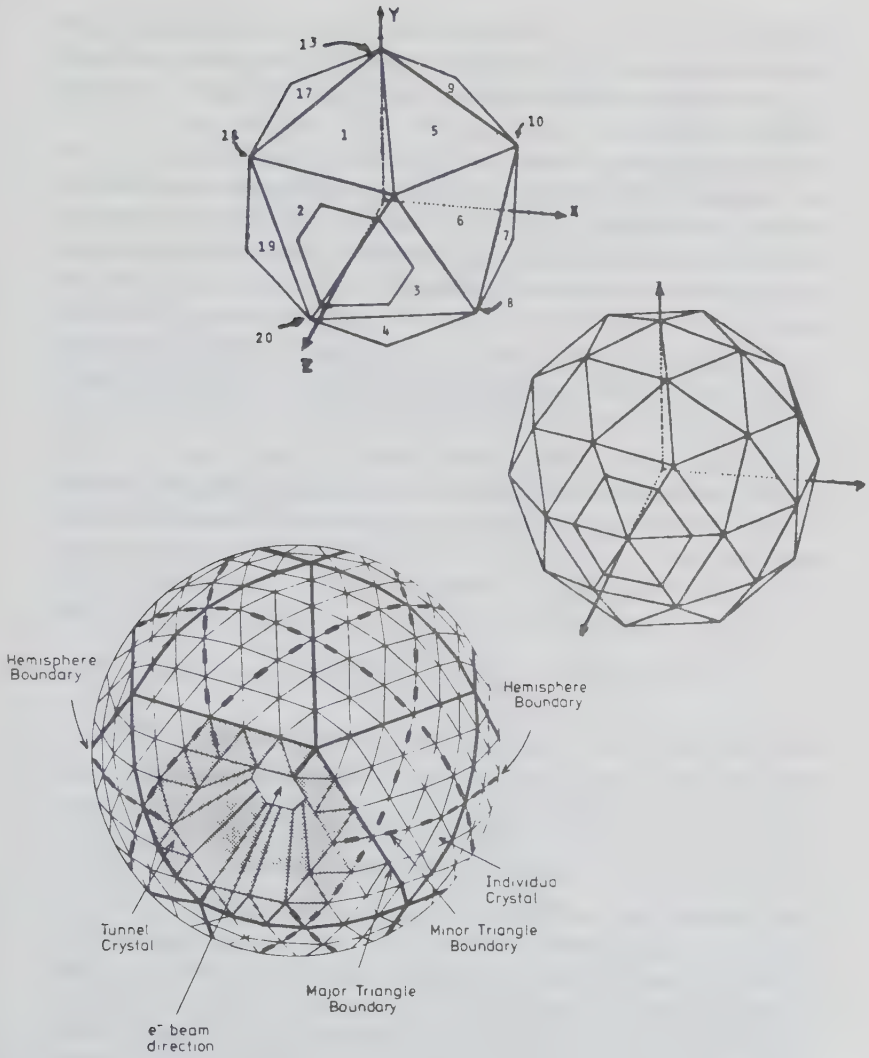



Abbildung 10 : *Geometrie des Energiedetektors.*

z-Koordinate wird die an beiden Enden des Drahtes abfließende Ladung gemessen. Aus dem Verhältnis der beiden Ladungen wird die z-Koordinate des Durchgangspunktes des geladenen Teilchens berechnet. Es wird eine Genauigkeit von 1-2% der Drahtlänge erreicht.
Die Driftkammern wurden während der Datennahme erneuert und verbessert. Dies war notwendig, da sich auf Grund des hohen Untergrundes und des verwendeten organischen Gasgemisches ("magic gas" : Argon mit 20% Isobutan, 4% Methylal, 0.25% Freon) mit hoher Gasverstärkung Ablagerungen auf den Anodendrähten bildeten. Dadurch nahm die Effizienz der Kammern ab, wobei die inneren Lagen zuerst geschädigt wurden. Die einzelnen Doppellagen wurden nacheinander ausgewechselt. Die neu eingebauten Kammern werden mit einer anorganischen Gasmischung (Argon mit 20% $CO_2$, 1% Methan) mit niedriger Gasverstärkung betrieben. Beim Austausch der äußersten Doppellage im Sommer 1984 wurde zusätzlich eine vierte Doppellage installiert.

Die Luminosität $L$ ist eine wichtige Kenngröße eines Speicherrings. Sie verknüpft die beobachtete Ereignisrate $\dot{N}$ für eine bestimmte Reaktion mit deren Wirkungsquerschnitt :

$$\dot{N} = \sigma \cdot L \tag{15}$$

Bei einem $e^+e^-$-Speicherring ist die Luminosität gegeben durch :

$$L = \frac{n^+ \cdot n^- \cdot f \cdot N_B}{F} \tag{16}$$

$n^-, n^+$ : Anzahl der Elektronen, Positronen pro Bunch

$f$ : Umlauffrequenz der Bunches im Speicherring

$F$ : Querschnittsfläche eines Bunches

$N_B$ : Anzahl der Bunches pro Strahl

Diese Parameter sind beim Betrieb des Speicherrings schwierig zu messen. Die Luminosität wird daher indirekt durch Messen der Ereignisrate der Bhabha-Streung (s. Kap. III.1) aus Gleichung 15 bestimmt. Mit dem Crystal Ball Detektor werden Bhabha-Ereignisse in zwei Winkelbereichen registriert : im Ball unter großen Streuwinkeln und mit dem Luminositätsmonitor für Streuwinkel zwischen 8° und 13°. Dieser besteht aus vier gleichen Teleskoparmen, die in z=±75cm jeweils direkt oberhalb bzw. unterhalb des Strahlrohres angebracht sind. Jeder Teleskoparm besteht aus zwei raumwinkeldefinierenden Szintillationszählern und einem Schauerzähler, der die Energie der Teilchen mißt. Aufgrund des kleinen Streuwinkels und

des großen Wirkungsquerschnitts der Bhabha-Streuung für kleine Streuwinkel ist die Ereignisrate relativ groß, bei DORIS II von der Größenordnug 1Hz. Damit lassen sich bereits nach kurzer Meßzeit Aussagen über den Zustand des Speicherrings treffen. Zur genauen absoluten Messung der Luminosität ist der Luminositätsmonitor weniger gut geeignet, denn die gestreuten Elektronen müssen vor Erreichen des Luminositätsmonitors relativ viel Material durchqueren. Hieraus ergeben sich große Ungenauigkeiten in der absoluten Kalibration des beobachtbaren Wirkungsquerschnittes [29]. In dieser Arbeit wird daher die unter großem Streuwinkel im Ball gemessene Luminosität benutzt. Eine Beschreibung der Bestimmung der Luminosität aus der Großwinkelstreuung befindet sich in Referenz [30].

Die Flugzeitzähler ermöglichen es, zwischen Myonen aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ und Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung zu unterscheiden. Bei einem Myonenpaar aus der $e^+e^-$-Reaktion wird zuerst ein Signal im Energiedetektor und danach ein Signal in den Flugzeitzählern beobachtet, Myonen aus der Höhenstrahlung passieren zuerst die Flugzeitzähler und anschließend den Energiedetektor. Der Unterschied in der zeitlichen Reihenfolge der beobachteten Signale erlaubt es, Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung effizient zu identifizieren. In dieser Analyse werden Informationen dieser Zähler nicht verwendet. Eine Beschreibung dieser Zähler findet man in Referenz [31].

## IV.3 Das Verhalten von Teilchen im Energiedetektor

Der Crystal Ball Detektor ist spezialisiert auf den Nachweis und die Energiemessung hochenergetischer (E>10 MeV) Photonen sowie von Elektronen und Positronen. Photonen konvertieren im elektrischen Feld eines Atomkerns in ein Elektron-Positron Paar [32]. Die Wahrscheinlichkeit für Paarbildung $W_{Paar}$ innerhalb einer Schicht der Dicke $x$ ist :

$$W_{Paar}(x) = 1 - e^{-\frac{7}{9}\frac{x}{X_0}} \tag{17}$$

$X_0$ : Strahlungslänge (s. Gleichung 19)

Die durch Paarbildung erzeugten Elektronen und Positronen verlieren Energie überwiegend durch Bremsstrahlung. Dies gilt auch für direkt einfallende hochenergetische Elektronen und Positronen. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung beträgt :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} = \frac{E}{X_0} \tag{18}$$

Die abgestrahlten Photonen können noch hohe Energien haben und wieder konvertieren. Durch wiederholte Konversion und Bremsstrahlung wächst die Zahl der Teilchen exponentiell. Dieses lawinenartige Anwachsen der Teilchenzahl wird elektromagnetischer Schauer genannt. Das Anwachsen des Schauers bricht erst ab, wenn die Energie der Elektronen und Positronen so klein wird, daß der Energieverlust durch Ionisation[1] den Energieverlust durch Bremsstrahlung überwiegt. Diese Energie wird kritische Energie $E_C$ genannt. Für Natriumjodid beträgt $E_C = 12.5$ MeV. Bei niederen Energien nimmt für Photonen auch die Wahrscheinlichkeit für Comptonstreuung und Photoeffekt zu.

Die Strahlungslänge bestimmt die räumlichen Ausdehnung des Schauers. Sie ist eine Materialeigenschaft. Näherungsweise gilt :

$$\frac{1}{\widetilde{X_0}} = r_e^2 4\alpha Z^2 \frac{N_A}{A} \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \tag{19}$$

$r_e$ : klassischer Elektronenradius

$N_A$ : Avogadrosche Konstante

$Z$ : Ordnungszahl

$A$ : Molmasse

Für Natriumjodid ist $\widetilde{X_0} = 9.49 \frac{g}{cm^2}$ oder, nach Division durch die Dichte, $X_0 = 2.59$ cm. Die Kristalle des Energiedetektors sind $15.7 X_0$ lang. Innerhalb dieser Dicke deponieren Photonen, Elektronen und Positronen bis zu 5 GeV nahezu ihre gesamte Energie.

Die laterale Ausdehnung eines elektromagnestischen Schauers wird durch die Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen und Positronen bestimmt. Als Maß dient der Moliere Radius :

$$R_M = \frac{21 MeV}{E_C} \cdot X_0 \tag{20}$$

Nach Messungen enthält ein Zylinder vom Radius 2 bzw. 3 $R_M$ 95% bzw. 99% der gesamten Energie des Schauers. Für Natriumjodid beträgt der Moliere Radius 4.35 cm. Einen Größenvergleich zwischen Moliere Radius und typischer Größe einer Gruppe von Kristallen zeigt Abbildung 11. Man findet nahezu die gesamte Energie des Schauers in einer Gruppe von 13 Kristallen. Für die Energiemessung von elektromagnetisch schauernden Teilchen wird daher auch die Energie von 13 Kristallen summiert.

[1] Mit Ionisation wird hier sowohl Anregung als auch die eigentliche Ionisation von Atomen bezeichnet.

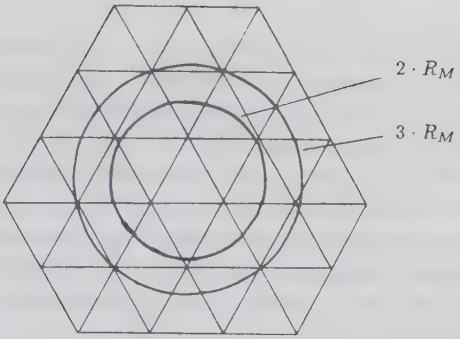



Abbildung 11 : *Vergleich der Größe von Kristallen des Energiedetektors mit dem Moliere Radius $R_M$.*

Myonen und Hadronen strahlen wegen ihrer großen Masse kaum Bremsstrahlungsphotonen ab. Myonen verlieren Energie nur durch Ionisation. Sie werden dabei kaum abgelenkt und deponieren daher Energie nur in einem oder in zwei Kristallen. Der typische Energieverlust hochenergetischer Myonen beträgt etwa 210 MeV. Hadronen können zusätzlich zur Ionisation hadronisch mit dem Detektormaterial wechselwirken. Die Wahrscheinlichkeit für eine hadronische Wechselwirkung ist :

$$W_{had}(x) = 1 - e^{-\frac{x}{\Lambda_0}} \tag{21}$$

Die nukleare Wechselwirkungslänge $\Lambda_0$ von Natriumjodid ist $152 \frac{g}{cm^2}$, oder 41 cm. Dies entspricht der Länge der Kristalle des Energiedetektors. Damit wechselwirken etwa 2/3 aller Hadronen. Bei einer hadronischen Wechselwirkung entstehen überwiegend Pionen. Trotz einer Wechselwirkung deponieren Hadronen meist nur einen Teil der Energie, dies jedoch wesentlich unregelmäßiger als bei einem elektromagnetischen Schauer. Nicht wechselwirkende Hadronen verhalten sich wie Myonen, d.h. sie verlieren Energie nur durch Ionisation.

## IV.4 Die Signalverarbeitung

Der in den Natriumjodid-Kristallen durch Szintillation erzeugte Lichtblitz wird in einem Photoelektronenvervielfacher in einen Strompuls umgewandelt und verstärkt. Die Ladung des Strompulses ist proportional der Menge des durch Szintillation erzeugten Lichts und damit auch der im Kristall deponierten Energie. Der

Strompuls jedes Photoelektronenvervielfachers wird in den "Integrate and Hold" (I&H) Modulen integriert. Um einen großen linearen Meßbereich für die im Kristall deponierte Energie zu bekommen, wird der vom Photoelektronenvervielfacher kommende Strompuls in diesen Modulen geteilt und erst nach unterschiedlicher Verstärkung auf zwei Kondensatoren integriert. Diese beiden Bereiche werden "Low Energy Channel" und "High Energy Channel" genannt. Der Low Energy Channel verstärkt das Signal 10-fach; er kann nur Signale, die Energien bis etwa 300 MeV entsprechen, verarbeiten. Der High Energy Channel schwächt das Signal auf die Hälfte ab und kann daher Signale, die einer Energie von maximal etwa 6 GeV entsprechen, verarbeiten. Er hat jedoch für niedrige Pulshöhen schlechte Auflösung. Die auf jedem Kondensator gespeicherte Ladung wird von einem gemeinsamen ADC digitalisiert. Das sogenannte "NEMO"-Modul verbindet nacheinander, beginnend bei Kristall 1 Low Energy Channel, jeweils einen Kondensator mit dem Eingang des ADC. Der ADC ist mit jedem I&H-Modul über eine gemeinsame Leitung verbunden. Soll die Ladung eines Kondensators digitalisiert werden, so wird er über eine Reihe von FET Schaltern mit dieser Leitung verbunden. Nach kurzer Zeit ist die Spannung auf der Leitung stabil, und der ADC beginnt mit der Digitalisierung. Nach dem Ende der Digitalisierung werden die FET Schalter wieder geöffnet, und die Leitung entlädt sich über einen 125Ω Widerstand. Nach 5$\mu$s wird der nächste Kondensator mit der Leitung verbunden. Nach weiteren 5$\mu$s Wartezeit zur Stabilisierung der angelegten Spannung wird diese Spannung digitalisiert. Die Zeitspanne zwischen Öffnen der FET Schalter für einen Kondensator und Starten der Digitalisierung der Pulshöhe des nächsten Kondensators wird "settling time" genannt.

1984 sollte die durch die serielle Digitalisierung aller Pulshöhen verursachte Totzeit des Experiments verkleinert werden. Zur schnelleren Entladung der gemeinsamen Leitung wurde diese nach dem Ende der Digitalisierung der Pulshöhe eines Kondensators über einen für 2$\mu$s zugeschalteten 10Ω Widerstand geerdet. Die settling time wurde auf insgesamt 5$\mu$s verkürzt. Dies führte jedoch in einem Teil der Kanäle (= Kristalle) zu nichtlinearem, oft auch nicht monotonem Verhalten der Elektronik : bei etwa 400 MeV gerät der Low Energy Channel in Sättigung, die Pulshöhe im High Energy Channel ist bei dieser Energie noch relativ klein. Die verkürzte settling time ist bei diesem großen Unterschied der nacheinander zu digitalisierenden Spannungen des High und Low Energy Channel teilweise nicht ausreichend. Die Leitung hat bei Beginn der Digitalisierung der Pulshöhe des High Energy Channels den korrekten Wert noch nicht erreicht. Bei höheren Energien nimmt die Differenz der beiden Spannungen wieder ab und die 5$\mu$s settling time reichen meist wieder aus einen stabilen

Zustand auf der Leitung zu erhalten. Für einen Teil der Kristalle wird daher die Energie, beginnend bei etwa 400 MeV, nicht korrekt gemessen. Dieses nichtlineare Verhalten der Elektronik wurde erst im Frühjahr 1985 bemerkt.

## IV.5 Der Flasher

Der Flasher dient der Linearitäts- und Stabilitätskontrolle des System aus Photovervielfacher, "Integrate and Hold" Elektronik, und ADC. Mit dem Flasher System läßt sich ein Lichtblitz definierter Intensität zu jedem Photovervielfacher bringen. Der Flasher besteht aus zwei Einheiten, je eine für die obere und untere Hemisphäre. Jede dieser Einheiten besitzt eine Xenon Blitzlampe. Diese Blitzlampe ist optisch mit jedem Photovervielfacher der entsprechenden Hemisphäre über je eine Glasfaser verbunden. Die zu jedem Photovervielfacher gebrachte Lichtmenge läßt sich gemeinsam für alle Kristalle einer Hemiphäre auf zwei unabhängige Weisen variieren :

der Abstand der Blitzlampe vom Ende aller Glasfasern kann mit einem Schrittmotor verändert werden. Hierdurch ändert sich die Intensität des in die Glasfaser eingestrahlten Lichts.

- zwischen Blitzlampe und dem Ende aller Glasfasern befindet sich immer einer von 25 Graufiltern. Die Graufilter schwächen die Intensität I des Lichts auf $I = I_0 \cdot 10^{-nd}$ ab, wobei $nd$ die "neutral density" des Filters ist. Die verwendeten Graufilter haben neutral densities zwischen 0 (keine Abschwächung) und 2.4 in Schritten von 0.1, der 25. Filter ist lichtundurchlässig.

Die lineare Position und der ausgewählte Graufilter kann jederzeit verändert werden. Während der Datennahme wird meist mit fester Einstellung jeweils alle 10 Sekunden abwechselnd in der oberen und unteren Hemisphäre ein Flasher Ereignis erzeugt. Diese Ereignisse werden wie normale Ereignisse zur späteren Analyse abgespeichert. Mit diesen Ereignissen wird während der Datennahme die Funktion und Stabilität der Photovervielfacher und der Elektronik überprüft.
Zu Beginn der Datennahme bei DORIS II im Herbst 1982, und im Frühjahr 1985 wurde durch Variation der Lichtmenge die Linearität der Elektronik überprüft. Bei der Kontrolle im Frühjahr 1985 wurde für einen Teil der Kristalle ein stark nichtlineares Verhalten der Elektronik für Pulshöhen um etwa 500 MeV deponierter Energie gefunden (s. Kap. IX.1).

# V. Datennahme und Datenaufbereitung

In diesem Abschnitt wird der Fluß der Daten, beginnend bei der Triggerung des Detektors bis zur Rekonstruktion der bei der $e^+e^-$-Reaktion entstandenen Teilchen aus den gemessenen Pulshöhen beschrieben.

## V.1 Der Trigger

Im $e^+e^-$-Speicherring DORIS II durchdringen sich der Elektron und der Positron Bunch $10^6$ mal pro Sekunde, aber ein Streuprozeß oder eine Annihilation von $e^+$ und $e^-$ ereignet sich nur einige Male pro Sekunde. Der Trigger soll genau diese Reaktionen erkennen und das Auslesen des Detektors starten. Hierzu werden verschiedene Teilsummen der in den Kristallen deponierten Energien gebildet. Aus diesen Teilsummen werden mehrere Triggerbedingungen gebildet, die auf jeweils verschiedene Ereignistypen zugeschnitten sind. Hadronische Ereignisse deponieren relativ viel Energie im Energiedetektor, so daß es für die Erkennung hadronischer Reaktionen ausreicht zu fordern, daß die im Detektor deponierte Energie größer als etwa 1.8 GeV ist. Diese Triggerbedingung wird "total energy trigger" genannt.

## V.2 Der Datenfluß

Hat eine der Triggerbedingungen festgestellt, daß möglicherweise eine $e^+e^-$-Reaktion stattgefunden hat, wird die Elektronik für weitere ankommende Signale gesperrt und die Digitalisierung gestartet. Anschließend werden die digitalisierten Signale in den Experimentrechner (PDP-11/55) übertragen. Dieser komprimiert die Daten, d.h. es werden z.B. nur Signale von Kristallen mit mehr als $\approx$0.5 MeV gespeichert. Bei jedem 128-ten Ereignis werden die Daten nicht komprimiert. Aus diesen Ereignissen wird ein Teil der Eichkonstanten bestimmt.
Die Ereignisse werden anschließend an den Großrechner im Rechenzentrum übermittelt. Dort werden sie zunächst auf einer Magnetplatte gespeichert und nach einiger Zeit auf Band kopiert. Mit den Ereignissen dieser Rohdatenbänder werden erste Analysen gemacht. Es werden Ereignisse der Bhabha-Streuung selektiert, da diese für die Bestimmung der Eichkonstanten des Energiedetektors und der Kammern benötigt werden. Außerdem werden z.B. hadronische Ereignisse für vorläufige Analysen selektiert. Aus den hadronischen Ereignissen wird der hadronische Wirkungsquerschnitt bestimmt. Zu Beginn der Datennahme auf einer Resonanz soll das Maximum des

Wirkungsquerschnittes gefunden werden. Während der Datennahme auf der Resonanz wird dann die Konstanz des hadronischen Wirkungsquerschnittes kontrolliert. Eine Kopie der Rohdatenbänder wird zum Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) in Kalifornien geschickt. Dort findet nach Bestimmung aller Eichkonstanten die Datenproduktion statt. Eine Kopie der analysierten Daten wird danach wieder zu DESY zurückgeschickt.

## V.3 Bestimmung der Eichkonstanten des Energiedetektors

Die Energie eines Kristalls wird in zwei Energiebereichen gemessen (siehe Kap. IV.2). Für jeden Kristall müssen daher vier Eichkonstanten bestimmt werden : die Grundlinie ("Pedestal") in jedem der beiden Bereiche, d.h. die Pulshöhe ohne im Kristall deponierter Energie, und die jeweilige Proportionalitätskonstante zwischen gemessener Pulshöhe und deponierter Energie ("Slope"). Für den hochenergetischen Bereich wird die Proportionalitätskonstante nicht direkt bestimmt, sondern nur das Verhältnis zu der Proportionalitätskonstanten im niederenergetischen Bereich ("Ratio").

Diese Konstanten werden während der Datennahme regelmäßig alle zwei Wochen ermittelt. Das häufige Eichen des Detektors ist notwending, um eine möglichst gute Energieauflösung zu erreichen. Der Wert des Pedestal wird für jeden Kanal aus den unkomprimiert gespeicherten Ereignissen (siehe Kap. IV.4) gewonnen. Die Proportionalitätskonstanten sowie Verhältnisse werden in drei Stufen ermittelt. Alle zwei Wochen werden spezielle Kalibrationsdaten genommen. Zuerst wird für jeden Kristall das Spektrum einer $^{137}Cs$ Quelle gemessen. Aus der Lage der Photonlinie aus dem Zerfall

$$\begin{aligned} {}^{137}Cs \rightarrow\ & {}^{137}Ba^{*} + \beta^{-} + \bar{\nu}_e \\ & \hookrightarrow {}^{137}Ba + \gamma(0.66\ MeV) \end{aligned} \tag{22}$$

ergibt sich ein erster Wert für den Proportionalitätsfaktor im niederenergetischen Bereich für jeden Kristall. Anschließend werden Daten bei etwas höherer Photonenergie vermöge der Reaktion

$$\begin{aligned} p^{+} + {}^{19}F \rightarrow {}^{20}Ne^{*} \rightarrow {}^{16}O^{*} + \alpha \\ \hookrightarrow {}^{16}O + \gamma(6.13\ MeV) \end{aligned} \tag{23}$$

gewonnen. Die benötigten Protonen werden von einem Van de Graaff-Beschleuniger erzeugt. Aus diesen Daten wird in einem iterativen Prozeß die vorläufige Proportionalitätskonstante für jeden Kristall ermittelt. Die endgültigen Proportionalitätskonstanten und Verhältnisse werden aus Ereignissen der Bhabha Streuung

und der $e^+e^-$-Vernichtung in zwei Photonen bestimmt. Bei diesen Ereignissen ist die Energie jedes der beiden Teilchen im Endzustand gleich der am Speicherring eingestellten Strahlenergie. Durch iteratives minimieren der Breite der gemessenen Energieverteilung für diese Teilchen erhält man die endgültigen Proportionalitätskonstanten (Slopes) und Verhältnisse (Ratios) für alle Kristalle. Bei einer Strahlenergie von 5 GeV mißt man eine Energieauflösung von $(4.2 \pm 1.0)\%$ FWHM. Ein Problem dieses Verfahrens besteht in den zur Eichung verwendeten hohen Energien von etwa 5 GeV. Man findet, daß die Energie von Photonen bei niedrigeren Energien systematisch unterschätzt wird (s. Kap. V.4).

## V.4 Die Datenproduktion

Die Datenproduktion soll aus den gemessenen Pulshöhen aller Detektorkomponenten die Spuren und Eigenschaften der bei der $e^+e^-$-Reaktion entstandenen Teilchen rekonstruieren. Außerdem werden bestimmte Ereignistypen – zum Teil vorläufig – selektiert. Die Produktion der Daten benötigt relativ viel Rechenzeit, sie wird bei SLAC überwiegend auf einer VAX-750 durchgeführt.

Die Rekonstuktion der Teilchenspuren eines Ereignisses ist in sechs Analyseabschnitte gegliedert. Im ersten Abschnitt wird die in jedem Kristall deponierte Energie berechnet. Zuerst wird entschieden, ob die Energie aus dem "high-" oder dem "low energy channel" ermittelt werden soll. Ist die Pulshöhe $P^{high}$ des "high energy channel" größer als 300 counts, so wird die Energie aus $P^{high}$, sonst aus der Pulshöhe des "low energy channel" $P^{low}$ bestimmt. Die Energie $E_i$ des Kristalls i ergibt sich aus :

$$\begin{aligned} E_i &= S_i \cdot (P_i^{low} - PED_i^{low}) && \text{"low energy channel"} \\ E_i &= S_i \cdot (P_i^{high} - PED_i^{high}) \cdot RATIO_i && \text{"high energy channel"} \end{aligned} \qquad (24)$$

wobei $S_i$ der Proportionalitätsfaktor zwischen Pulshöhe und Energie ("Slope") ist. PED ist die Pulshöhe, die der ADC liefert, ohne daß Energie im Kristall deponiert wird. RATIO ist das Verhältnis der Verstärkungen von "high" und "low energy channel". Das RATIO ist typisch 20, und die Proportionalitätsfaktoren sind etwa $\frac{1MeV}{25counts}$.

Im zweiten Abschnitt wird die Suche nach Teilchenspuren im Energiedetektor begonnen. Durchquert ein Teilchen den Energiedetektor, so deponiert es meist Energie in mehreren Kristallen. Es werden daher zusammenhängende Gebiete von Kristallen mit deponierter Energie gesucht. Solche Gebiete werden "Connected Regions" genannt. Sie enthalten alle benachbarten Kristalle mit mehr als 10 MeV. Zwei Kristalle

heißen benachbart, wenn sie eine Fläche oder Kante gemeinsam haben. Normalerweise hat ein Kristall zwölf Nachbarn, Kristalle an den Ecken des Ikosaeders haben jedoch nur elf Nachbarn, und die an den Tunnel grenzenden Kristalle haben ebenfalls weniger als zwölf Nachbarn.

In einer Connected Region können sich Energiedepositionen eines oder mehrerer Teilchen verbergen. Im dritten Analyseschritt wird versucht, dies zu entscheiden. Der höchstenergetische Kristall der Connected Region wird "Bump"-Kristall genannt. Aus jedem Bump wird in der weiteren Analyse eine Teilchenspur erzeugt. In der betrachteten Connected Region wird nach folgendem Algorithmus nach weiteren Bump-Kristallen gesucht :

(*i*) markiere alle Kristalle innerhalb der Connected Region, deren gemessene Energie mit der Hypothese eines elektromagnetischen Schauers mit dem Bump-Kristall als zentralem Kristall verträglich ist. Diese Entscheidung wird mit dem "Bump Discriminator" getroffen. Der Kristall $i$ mit der Energie $E_i$ wird markiert, wenn

$\Theta < 15°$, wobei $\Theta$ der Winkel zwischen dem Bumpkristall und dem Kristall $i$ ist,

oder $15° < \Theta < 45°$ und $E_i < E_{Bump} \cdot e^{-9.4(1-\cos\Theta)}$.

(*ii*) Verbleibt mindestens ein Kristall unmarkiert, suche unter diesen Kristallen den mit der meisten Energie, nenne diesen ebenfalls Bump-Kristall und beginne wieder bei (*i*).

Dieses Verfahren wird solange fortgesetzt, bis alle Kristalle in der Connected Region markiert sind.

Im vierten Abschnitt der Analyse werden die Informationen der Driftkammern ausgewertet. Zuerst werden aus den gemessenen Pulshöhen eines angesprochenen Drahtes die Koordinaten des Hits bestimmt. Der Azimutwinkel ergibt sich aus der Nummer des angesprochenen Drahtes, die z-Koordinate aus dem Verhältnis der an beiden Enden des Drahtes gemessenen Pulshöhen. Aus diesen Hits werden anschließend Spuren geladener Teilchen rekonstruiert. Hierzu müssen Hits aus mindestens drei der sechs Lagen innerhalb der Meßgenauigkeit auf einer Geraden liegen. Die Richtungen der in den Kammern gefundenen Teilchenspuren werden mit den Richtungen der Bump-Kristalle verglichen und bei Übereinstimmung miteinander korreliert. Danach wird für die unkorrelierten Bump-Kristalle überprüft, ob entlang der Richtung des Bump-Kristalls mindestens ein Hit für die Daten mit drei Kam-

mern (1983) bzw. zwei Hits für die Daten mit vier Kammern (1984) liegen. Diese Bump-Kristalle werden dann ebenfalls als Spuren geladener Teilchen gekennzeichnet.

Der fünfte Abschnitt der Analyse bestimmt die Richtungen der Spuren neutraler Teilchen und ermittlelt die von einer Spur im Energiedetektor deponierte Energie. Der Bumpmodul wird in 16 hypothetische Untermodule geteilt. Der Mittelpunkt jedes Untermoduls wird als Zentrum eines elektromagnetischen Schauers betrachtet. Für jeden dieser hypothetischen elektromagnetischen Schauer wird der Bruchteil der in benachbarten[1] Kristallen deponierten Energie mit Hilfe von Funktionen, die das mittlere Verhalten elektromagnetischer Schauer beschreiben, ermittelt. Die Flugrichtung des Teilchens ergibt sich aus der Verbindung des Ursprungs mit dem Mittelpunkt des Untermoduls, bei dem die berechnete Energieverteilung für die benachbarten Kristalle am besten mit der beobachteten übereinstimmt.
Die von einem Teilchen im Energiedetektor deponierte Energie wird nach zwei Methoden berechnet. In dieser Arbeit wird nur die sogenannte $E13$-Energie benutzt. Dies ist die Summe der Energien des Bumpkristalls und seiner meist zwölf Nachbarkristalle. Diese $E13$-Energie enthält noch zwei Korrekturen :

- im Mittel findet man nur 97.8% der Energie eines Photons in diesen 13 Kristallen, die restliche Energie wird in den umliegenden Kristallen deponiert
- der Bruchteil der in den 13 Kristallen deponierten Energie hängt vom Eintrittspunkt des schauernden Teilchens in den Bumpkristall ab. Trifft ein Teilchen den Kristall nahe einer Begrenzungsfläche, so ist der Bruchteil der in den 13 Kristallen deponierten Energie kleiner als der eines Teilchens, das den Kristall nahe dem Zentrum trifft. Ein Maß für den Eintrittspunkt ist das Verhältnis der Energie des Bumpmoduls $E1$ zur Energie $E4$ (Summe der Energie des Bumpkristalls und seiner drei nächsten Nachbarn, siehe Bild 12). Die Korrekturfunktion wird aus Ereignissen der Bhabha-Streuung ermittelt [33].

Liegen die Spuren zweier Teilchen nahe beieinander und haben die beiden Energiesummen $E13$ einen Kristall gemeinsam, so wird die Energie dieses Kristalls für beide Energiesummen voll angerechnet. Für überlappende Energiedepositionen überschätzt $E13$ daher die deponierte Energie.

Man findet, daß die Energie von Photonen systematisch etwa 2% unterschätzt

[1] Die Definition eines benachbarten Kristalls weicht hier von der zuvor gegebenen ab. Bei einer Connected Region mit nur einem Bump werden alle Kristalle als benachbart gezählt. Bei einer Connected Region mit mehr als einem Bump sind nur die drei Kristalle benachbart, die mit einer Fläche an den Bumpkristall grenzen.

Abbildung 12 : *Definition verschiedener Energiesummen.*
*E*1 : *Energie des Bumpkristalls*
*E*4 : *Summe der Energien des Bumpkristalls und seiner drei nächsten Nachbarn*
*E*13 : *Summe der Energien des Bumpkristalls und seiner zwölf Nachbarn*

wird. Für Photonen mit einer Energie unter 500 MeV gibt es eine empirisch ermittelte Energiekorrektur [34]. Da diese Korrektur für höhere Energien nicht bekannt ist, wird in dieser Arbeit auf eine Energiekorrektur verzichtet.

Im letzten Abschnitt der Analyse werden die Informationen der Flugzeitzähler ausgewertet. Die Daten dieser Zähler werden in dieser Arbeit nicht verwendet.

# VI. Das hadronische Datensample

In dieser Arbeit wird das Spektrum hochenergetischer Photonen in hadronischen Zerfällen der $\Upsilon(1S)$-Resonanz untersucht. Dieses Kapitel beschreibt die Auswahl hadronischer Ereignisse, die Bestimmung der Akzeptanz für diese Ereignisse und das verwendete Datensample.

## VI.1 Auswahl hadronischer Ereignisse

Nur etwa 1-2% aller auf den Datenbändern gespeicherten Ereignisse sind hadronische Ereignisse. Die meisten Ereignisse stammen nicht aus einer $e^+e^-$-Wechselwirkung, sondern werden

- von einem Myon aus der kosmischen Höhenstrahlung,
- durch Wechselwirkung eines gespeicherten Elektrons oder Positrons mit einem Restgasatom,

  von einem durch Energieverlust von der Bahn abgekommenem Elektron oder Positron und Wechselwirkung mit dem Strahlrohr

verursacht. Diese Ereignisse deponieren meist relativ wenig Energie im Energiedetektor. Die deponierte Energie ist meist asymmetrisch verteilt.

Weitere Untergrundreaktionen bei der Auswahl hadronischer Ereignisse stammen aus $e^+e^-$-Reaktionen. Wichtig sind hier die Bhabha-Streuung und die Vernichtung von Elektron und Positron in zwei oder drei Photonen. Bei diesen Ereignissen niedriger Multiplizität wird die gesamte Schwerpunktsenergie im Energiedetektor deponiert.

Ein Untergrund zu Zerfällen der $\Upsilon(1S)$-Resonanz stammt aus der Kontinuumsreaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow Hadronen$. Diese Ereignisse lassen sich nicht von den gesuchten Resonanzzerfällen unterscheiden.

Die Auswahlkriterien für hadronische Ereignisse sollen alle Untergrundereignisse verwerfen und gleichzeitig eine hohe Akzeptanz für die gesuchten hadronischen Ereignisse haben. Hierzu werden beim Crystal Ball Detektor zwei Auswahlprogramme benutzt. Der ursprünglich bei Schwerpunktsenergien von etwa 3 GeV entwickelte Algorithmus wurde zunächst an die höhere Schwerpunktsenergie von etwa 10 GeV angepaßt. Aufgrund der wesentlich ungünstigeren Untergrundbedingungen verwirft

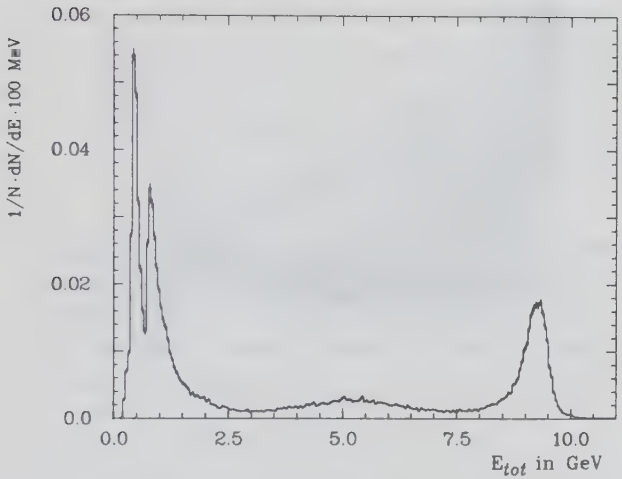



Abbildung 13 : *Verteilung der deponierten Energie $E_{tot}$ der Ereignisse eines Rohdatenbandes. Man erkennt die große Zahl von Untergrundreaktionen bei kleinen Energien. Die auftretenden Stufen werden durch die für verschiedene Triggerbedingungen unterschiedlichen Energieschwellen verursacht. Die Häufung von Ereignissen bei der Schwerpunktsenergie rührt im wesentlichen von den Bhabha-Streuereignissen her.*

dieses Programm die Untergrundereignisse nicht vollständig. Es wurde ein zweiter Algorithmus entwickelt, der bei etwas niedrigerer Akzeptanz hadronische Ereignisse nahezu untergrundfrei selektiert. In dieser Analyse werden nur jene Ereignisse verwendet, die von beiden Programmen als hadronische Reaktion identifiziert werden. Eine Beschreibung der Kriterien des ersten Auswahlprogramms findet sich in [35]. Das neuentwickelte Auswahlprogramm selektiert hadronische Ereignisse mit folgenden Kriterien :

- Im Energiedetektor einschließlich der Endkappen müssen mindestens 10% der Schwerpunktsenergie deponiert worden sein. Hierdurch wird der große Teil der niederenergetischen Untergrundereignisse verworfen.
  Dieser Schnitt wird später durch einen härteren Schnitt ersetzt.

  Der Anteil der in den Endkappen deponierten Energie darf höchstens 40%, der in den Kristallen, die an den Tunnel grenzen, höchstens 50% der insge-

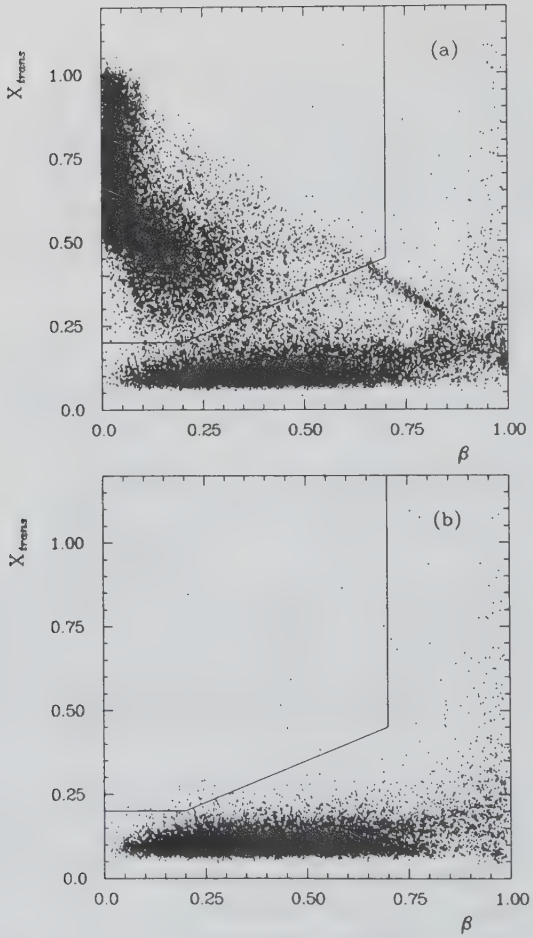



Abbildung 14 : *Korrelationsdarstellung der gemessenen transversalen Energie $X_{trans}$ gegen $\beta$. Jeder Punkt entspricht einem Ereignis. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn das gemessene Tupel ($X_{trans}$, $\beta$) innerhalb des umgrenzten Gebiets mit $\beta < 0.7$ und $X_{trans} > 0.2$. $X_{trans}$ kann aufgrund von Meßungenauigkeiten auch Werte etwas größer als eins annehmen.*

a : *Normale Datennahme*

b : *Der $e^+$- und $e^-$-Strahl sind in der Wechselwirkungszone von einander getrennt. Es gibt keine $e^+e^-$-Streuungen oder Annihilationen. Man erkennt hier deutlich, daß Untergrundereignisse, die nicht aus einer $e^+e^-$-Wechselwirkung stammen, gut von den Ereignissen aus $e^+e^-$-Reaktionen getrennt werden können.*

samt deponierten Energie betragen.
Dies verwirft Ereignisse, bei denen ein großer Teil der Energie in Teilen des Detektors mit relativ schlechter Energieauflösung gefunden wird.

Für den folgenden Schnitt müssen zunächst zwei Größen definiert werden. Die totale transversale Energie, normiert auf die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$, ist:

$$X_{trans} = \left( \sum_i E_i \sin \theta_i \right) / \sqrt{s} \tag{25}$$

Summiert wird über die in jedem Kristall, Endkappenkristalle ausgenommen, deponierte Energie $E_i$ , projeziert in eine zur Strahlachse senkrechte Ebene. Hierbei ist $\theta_i$ der Polarwinkel des Kristalls i.
Die Größe $\beta$ ist ein Maß für die Balance der Impulse aller beobachteten Teilchen. Sie wird definiert durch die Summe über alle Kristalle i

$$\beta \quad \left| \left( \sum_i E_i \vec{r}_i \right) / \sum_i E_i \right| \tag{26}$$

wobei $\vec{r}_i$ der Richtungsvektor des Kristalls i mit der Energie $E_i$ ist. Wären alle Teilchen eines Ereignisses nachgewiesen und deponierten sie ihre gesamte Energie, so wäre wegen Impulserhaltung $\beta \sim 0$. Da nicht alle Teilchen nachgewiesen werden und nicht die gesamte Energie deponieren, findet man nur eine starke Häufung bei kleinen Werten von $\beta$.
Trägt man für jedes Ereignis die gemessene transversale Energie $X_{trans}$ und $\beta$ auf, so lassen sich asymmetrische Untergrundereignisse, die nicht aus einer $e^+e^-$-Reaktion stammen, recht gut von hadronischen Ereignissen trennen (s. Bild 14). Akzeptiert werden die Ereignisse innerhalb des umgrenzten Gebiets mit hoher transversaler Energie und guter Balance der Impulse.
Aus dem Schnitt $X_{trans} > 0.2$ folgt, daß die im Energiedetektor ausschließlich der Endkappen deponierte Energie mindestens 20% der Schwerpunktsenergie betragen muß.

Das mit diesen Schnitten selektierte Datensample enthält noch Untergrundereignisse aus der Bhabha-Streuung und $e^+e^-$-Vernichtung in zwei oder drei Photonen. Diese Ereignisse werden durch Schnitte an die Anzahl der gefundenen Teilchen verworfen :

- das Ereignis muß mindestens vier Energiecluster (Connected Regions) besitzen. Mindestens drei Energiecluster müssen mehr als 100 MeV haben

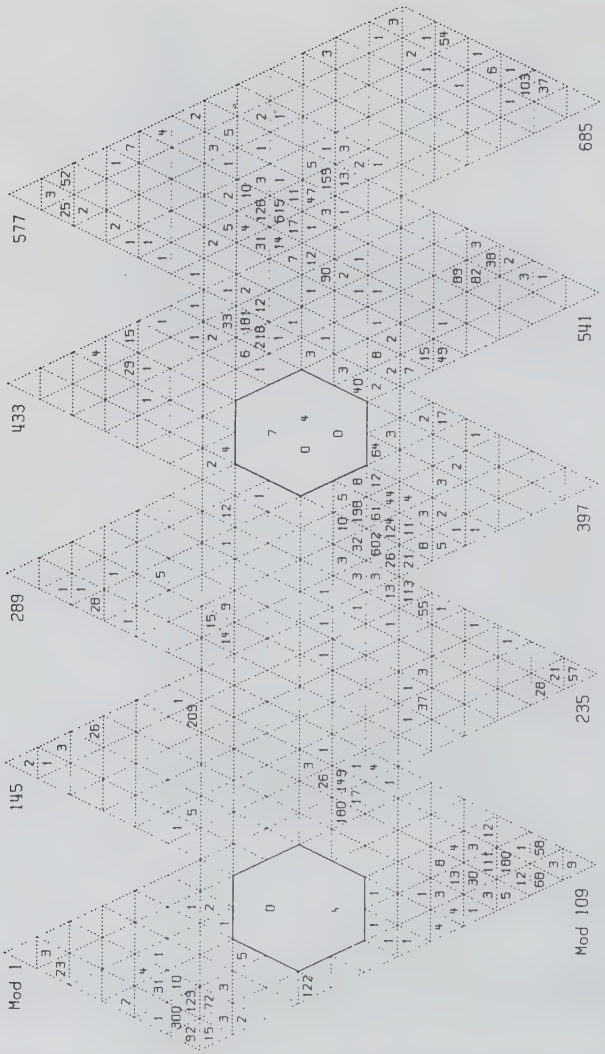



Abbildung 15 : *Beispiel eines hadronischen Ereignisses in der "FLATTY"-Darstellung (siehe Text).*

und mit der Strahlachse einen Winkel größer 31.8° bilden. Maximal ein Energiecluster darf mehr als 80% der Strahlenergie haben und dies nur dann, wenn die Gesamtenergie des Ereignisses weniger als 75% der Schwerpunktsenergie beträgt.

Ein Beispiel eines hadronischen Ereignisses ist in Bild 15 gezeigt. Der Energiedetektor ist in dieser "Flatty"-Darstellung an den Polen aufgeschnitten und in die Ebene abgewickelt. Jedes Dreieck stellt einen Kristall dar, die Zahl in einem Dreieck (=Kristall) gibt die in diesem Kristall gemessene Energie in MeV an. Deutlich zu erkennen sind die beiden Aussparungen zur Durchführung des Strahlrohres.

## VI.2 Akzeptanz für $\Upsilon(1S)$-Zerfälle

Zur Berechnung von Verzweigungsverhältnissen wird die Anzahl der erzeugten $\Upsilon(1S)$-Mesonen benötigt. In diesem Abschnitt wird zunächst die Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_\Upsilon$ für den Zerfall $\Upsilon \rightarrow Hadronen$ bestimmt. Die Akzeptanz für hadronische Ereignisse wird durch die Hadronselektion begrenzt. Durch die Triggerbedingungen werden keine Ereignisse verworfen, die von der Hadronselektion akzeptiert werden, da bei der Hadronselektion eine höhere Schwelle als beim Trigger für die im Detektor deponierte Energie gesetzt wird. Zusätzlich zu den hadronischen Zerfällen der $\Upsilon(1S)$-Resonanz wird von der Hadronselektion auch ein kleiner Teil der Zerfälle $\Upsilon \rightarrow \tau^+\tau^-$ als hadronische Ereignisse interpretiert. Dieser kleine Beitrag zu der Anzahl der im hadronischen Datensample enthaltenen $\Upsilon(1S)$-Zerfälle wird ebenfalls berücksichtigt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_\Upsilon$ ist damit gegeben durch :

$$\epsilon_\Upsilon = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_{tot}}\epsilon_{had} + \frac{\Gamma_{\tau\tau}}{\Gamma_{tot}}\epsilon_{\tau\tau} = (1 - 3B_{\mu\mu}) \cdot \epsilon_{had} + B_{\mu\mu}\epsilon_{\tau\tau} \qquad (27)$$

$\epsilon_{had}$ : Akzeptanz für hadronische Zerfälle

$\epsilon_{\tau\tau}$ : Akzeptanz für Zerfälle $\Upsilon(1S) \rightarrow \tau^+\tau^-$

Die Akeptanz für die Selektion hadronischer Zerfälle der $\Upsilon(1S)$-Resonanz wird mit Monte Carlo Methoden bestimmt. Für die Simulationsrechnungen werden alle hadronischen Zerfälle der $\Upsilon(1S)$-Resonanz berücksichtigt :

$$\begin{aligned} \Upsilon(1S) &\longrightarrow 3Gluonen \longrightarrow Hadronen \\ &\longrightarrow 1Photon + 2Gluonen \longrightarrow Hadronen \\ &\longrightarrow "\gamma" \longrightarrow q\bar{q} \longrightarrow Hadronen \end{aligned}$$

Die Erzeugung der primären Gluonen, Photonen und Quarks sowie die Fragmentation der Gluonen und Quarks wird mit dem Lund Modell mit symmetrischer Stringfragmentation simuliert [36]. Die Wechselwirkung von Photonen, Elektronen und Positronen mit dem Detektor wird mit dem "Elektron Gamma Shower" (EGS) Programm [37] simuliert. Für die Simulation der Wechselwirkung aller anderen Teilchen mit dem Detektor wird der "High Energy Transport Code" (HETC) [38] benutzt. Die erzeugten Monte Carlo Ereignisse werden analog zu wirklichen Ereignissen analysiert. Dies schließt die Hadronselektion ein.

Die Akzeptanz wird für jede der hadronischen Zerfallsarten getrennt bestimmt (siehe Tabelle 2). Hieraus ergibt sich nach Gleichung 14 die Akzeptanz für hadronische Zerfälle der $\Upsilon(1S)$-Resonanz zu

$$\epsilon_{had} = \frac{1}{1 - 3B_{\mu\mu}} \left( R \cdot B_{\mu\mu}\epsilon_{q\bar{q}} + B_{ggg}\epsilon_{ggg} + B_{\gamma gg}\epsilon_{\gamma gg} \right) \tag{28}$$

mit $B_{ggg} = \Gamma_{ggg}/\Gamma_{tot}$, $B_{\gamma gg} = \Gamma_{\gamma gg}/\Gamma_{tot}$, und $\epsilon_{qq}$, $\epsilon_{ggg}$, $\epsilon_{\gamma gg}$ der Akzeptanz für die jeweilige Zerfallsart. Berücksichtigt man die gemessene Größe $\widetilde{B}_{\gamma gg} = \Gamma_{\gamma gg}/\Gamma_{ggg} = B_{\gamma gg}/\ B_{ggg}$, so erhält man

$$B_{ggg} = \frac{1 - B_{\mu\mu}(3 + R)}{1 + \widetilde{B}_{\gamma gg}} \tag{29}$$

Damit sind alle Größen in Gleichung 28 bekannt (siehe Tabelle 2).

Die Akzeptanz für den Zerfall $\Upsilon \to \tau^+\tau^-$ wird ebenfalls mit MC-Rechnungen bestimmt. Für den Zerfall des Tau Leptons wurden die bekannten Zerfälle berücksichtigt[1]. Das Ergebnis ist in Tabelle 2 angegeben.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_\Upsilon$ ergibt sich aus den Gleichungen 27, 28 und 29 zu :

$$\epsilon_\Upsilon = R \cdot B_{\mu\mu}\epsilon_{q\bar{q}} + \frac{1 - B_{\mu\mu}(3 + R)}{1 + \widetilde{B}_{\gamma gg}} \left( \epsilon_{ggg} + \widetilde{B}_{\gamma gg}\epsilon_{\gamma gg} \right) + B_{\mu\mu}\epsilon_{\tau\tau} \tag{30}$$

Unsicherheiten in der Simulation der $\Upsilon(1S)$-Zerfälle, der Fragmentation der Gluonen und Quarks, und der Simulation des Detektors ergeben eine systematische Unsicherheit der Akzeptanz. Eine Abschätzung dieser systematischen Unsicherheit

[1] Es sind nicht die neuesten Verzweigungsverhältnisse berücksichtigt. Der Beitrag der $\tau$-Paare zum hadronischen Datensample ist sehr klein. Das Ergebnis kann daher von den genauen Verzweigungshältnissen nicht abhängen.

erhält man aus dem Unterschied der Akzeptanz bei Verwendung der beiden Programme zur Selektion hadronischer Ereignisse. Ein weiterer Beitrag zur systematischen Unsicherheit stammt aus den in Gleichung 30 eingehenden Meßgrößen; hierbei kommt der größte Beitrag aus dem Fehler an $B_{\mu\mu}$.

Die Akzeptanz, einen Zerfall der $\Upsilon(1S)$-Resonanz als hadronisches Ereignis zu identifzieren, ergibt sich mit Gleichung 30 und den in Tabelle 2 gegebenen Werten zu $\epsilon_\Upsilon = (83.1 \pm 1.0 \pm 5.5)\%$.

| | |
|---|---|
| $\epsilon_{q\bar{q}}$ | 0.792 |
| $\epsilon_{ggg}$ | 0.927 |
| $\epsilon_{\gamma gg}$ | 0.752 |
| $\epsilon_{\tau\tau}$ | 0.170 |
| $B_{\mu\mu}$ | 0.030±0.003 [39] |
| $R$ | 3.5±0.2 [40]† |
| $\widetilde{B}_{\gamma gg} = \Gamma_{\gamma gg}/\Gamma_{ggg}$ | 0.018 – 0.030 [41] |

Tabelle 2 : *Bei der Bestimmung von $\epsilon_\Upsilon$ verwendete Größen.*

## VI.3 Das Datensample

Die Crystal Ball Kollaboration hat 1982-1984 Daten auf der $\Upsilon(1S)$- und $\Upsilon(2S)$-Resonanz sowie im energetisch benachbarten Kontinuum genommen. Die jeweilige integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ und die Anzahl der beobachteten hadronischen Ereignisse $\widetilde{N}$ sind in Tabelle 3 angegeben. Die Anzahl beobachteter hadronischer Zerfälle der Resonanz $\widetilde{N}_{Res}$ ergibt sich aus $\widetilde{N}$ durch Abzug des Kontinuumbeitrages. Der Anteil der Kontinuumsereignisse ergibt sich aus der Anzahl der beobachteten Ereignisse im Kontinuum $\widetilde{N}_{Kont}$, skaliert auf die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ der Resonanz ($\sigma_{q\bar{q}} \sim 1/s$) und gewichtet mit dem Verhältnis der integrierten Luminositäten $\mathcal{L}$ :

$$\widetilde{N}_{Res} = \widetilde{N} - \widetilde{N}_{Kont} \frac{s_{Kont}}{s_{Res}} \frac{\mathcal{L}_{Res}}{\mathcal{L}_{Kont}} \tag{31}$$

†Dieser Wert für R ist der Mittelwert der im Energiebereich $\sqrt{s}$ von 9.0 bis 9.5 GeV vorliegenden Messungen

Die Anzahl der erzeugten $\Upsilon$-Mesonen ist damit gegeben durch :

$$N_\Upsilon = \frac{\tilde{N}_{Res}}{\epsilon_\Upsilon} = \frac{1}{\epsilon_\Upsilon}\left(\tilde{N} - \tilde{N}_{Kont}\frac{s_{Kont}}{s_{Res}}\frac{\mathcal{L}_{Res}}{\mathcal{L}_{Kont}}\right) \tag{32}$$

Für die Berechnung der Anzahl produzierter $\Upsilon(1S)$-Mesonen wird die in Kapitel VI.2 bestimmte Akzeptenz, für die Anzahl produzierter $\Upsilon(2S)$-Mesonen wird die in Referenz [42] bestimmte Akzeptanz benutzt.

| Datensample | $\sqrt{s}$ in GeV | $\tilde{N}/10^3$ | $\epsilon_\Upsilon$ | $\mathcal{L}$ in $pb^{-1}$ | $N_\Upsilon/10^3$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $\Upsilon(1S)$ (1983) | 9.46 | 114.1 | 0.83±0.06 | 11.3 | 93.7±0.5 ± 6.2 |
| $\Upsilon(1S)$ (1984) | 9.46 | 257.3 | 0.83±0.06 | 22.6 | 222±1 ± 15 |
| $\Upsilon(2S)$ | 10.02 | 354.9 | 0.86±0.07 | 63.7 | 200±2 ± 16 |
| Kontinuum | 9.39 | 1.0 | — | 0.3 | — |
| Kontinuum | 9.98 | 13.4 | — | 4.6 | — |

Tabelle 3 : *Im Bereich der* $\Upsilon(1S)$ *und* $\Upsilon(2S)$*-Resonanz genommene Daten.*

## VII. Auswahl von Photonen in hadronischen Ereignissen

Die Photonselektion soll in einem hadronischen Ereignis Photonen identifizieren. Die von Photonen im Energiedetektor erzeugten Spuren sollen mit möglichst einfachen Kriterien von den Spuren anderer geladener und neutraler Teilchen, meist geladener Pionen und Kaonen, unterschieden werden. Die aus dem Zerfall neutraler Pionen $\pi^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ stammenden Photonen sollen ebenfalls erkannt und verworfen werden. Der minimale Öffnungswinkel $\vartheta_{min}$ der aus einem $\pi^\circ$-Zerfall stammenden Photonen wird mit zunehmender Pionenenergie $E_{\pi^\circ}$ kleiner : $\cos\vartheta_{min} = \frac{E^2_{\pi^\circ} - 2m^2_{\pi^\circ}}{E^2_{\pi^\circ}}$. Bei $E_{\pi^\circ} \approx 500$ MeV wird $\vartheta_{min}$ kleiner als 30°, d.h. die Energiedepositionen der beiden Photonen beginnen im Energiedetektor zu überlappen und werden mit zunehmender Pionenenergie immer häufiger als Spur eines Teilchens interpretiert.

Für die Selektion von Photonen in einem hadronischen Ereignis werden folgende Kriterien benutzt :

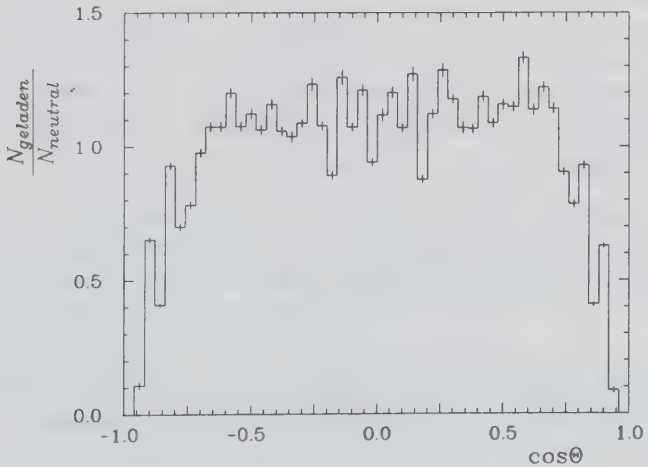



Abbildung 16 : $\frac{N_{geladen}}{N_{neutral}}$ *in Abhängigkeit des Polarwinkels* $\cos\theta$. $N_{geladen}$ *b.z.w.* $N_{neutral}$ *ist die Anzahl der gefundenen geladenen b.z.w. neutralen Teilchen. Die statistische Unsicherheit wird durch die Fehlerbalken angedeutet. Die Fluktuationen rühren von der Granularität des Energiedetektors her.*

(1) Für den Winkel $\theta$ zwischen Strahlachse und Teilchenspur (Polarwinkel) muß gelten :

$$|\cos\theta| \leq 0.77 \ .$$

Durch diesen Schnitt wird erreicht, daß das Teilchen alle drei Lagen (1983) bzw. nach Einbau einer vierten Driftkammerlage 1984 alle vier Lagen der Driftkammer durchquert hat. Außerhalb dieses Raumwinkels nimmt die Effizienz für die Erkennung geladener Teilchen ab. Trägt man das Verhältnis der Anzahl der als geladen erkannten Teilchen zu der Anzahl der als neutral erkannten Teilchen in Abhängigkeit von $\cos\theta$ auf, so nimmt dieses Verhältnis bei großen $|\cos\theta|$ stark ab (s. Bild 16). Das Energiespektrum $\frac{d\,N_\gamma}{d\,(\ln E_\gamma)}$ aller Teilchen vor diesem Schnitt und das der von diesem Schnitt verworfenen Teilchen ist in Bild 17a, das Energiespektrum der Teilchen, die von diesem Schnitt akzeptiert werden, ist in Bild 17b gezeigt[1].

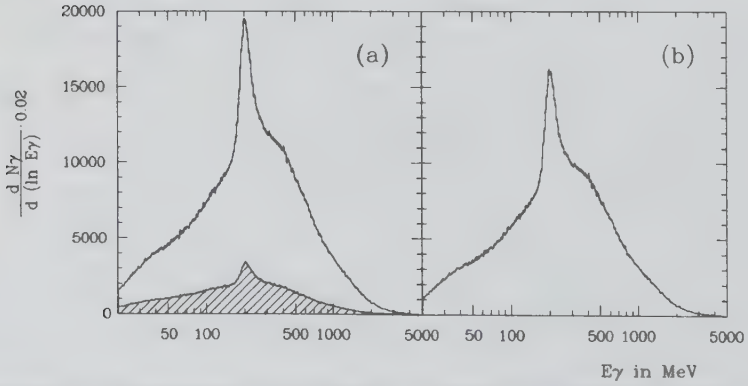



Abbildung 17a : *Energiespektrum aller Teilchen vor dem* $|\cos\theta|$*-Schnitt und Energiespektrum der von diesem Schnitt verworfenen Teilchen (schraffiert).*
b : *Energiespektrum der Teilchenspuren nach dem* $|\cos\theta|$*-Schnitt.*

(2) Das Teilchen muß neutral sein, d.h. es darf in den Driftkammern keine Spur erzeugt haben. Das Energiespektrum aller Teilchen vor diesem Schnitt und der

[1] Die Kriterien der Photonselektion werden anhand des Energiespektrums der 1982/1983 genommenen Daten erläutert.

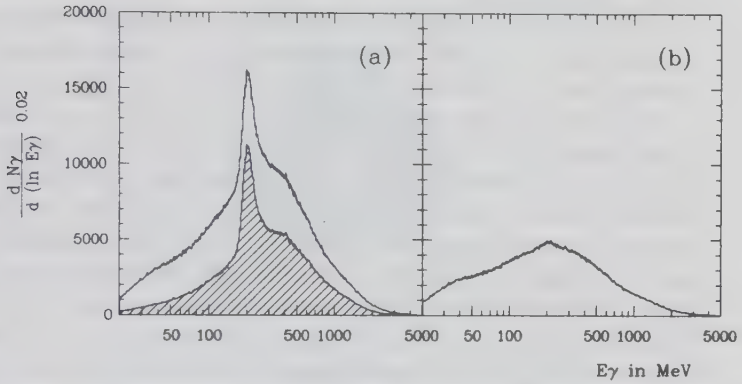



Abbildung 18a : *Energiespektrum aller Teilchen vor Schnitt 2, Energiespektrum der als geladen erkannten Teilchenspuren (schraffiert).*
b : *Energiespektrum aller neutralen Teilchen, d.h. nach Schnitt 2.*

von diesem Schnitt verworfenen Teilchen ist in Bild 18a, das Energiespektrum der neutralen Teilchen in Bild 18b gezeigt. In diesen Bildern erkennt man deutlich die Reduktion minimal ionisierender Teilchen, die typisch etwa 200 MeV im Energiedetektor deponieren. Es werden jedoch nicht alle Spuren geladener Teilchen von diesem Schnitt erkannt und verworfen. Gründe hierfür sind :

- Zeitweise hatte ein Teil der Driftkammern eine niedrige Effizienz.
- Für hadronisch wechselwirkende Teilchen kann die aus den Kammerinformationen ermittelte Richtung der Teilchenspur so stark von der im Energiedetektor gefundenen abweichen, daß die beiden Spuren vom Analyseprogramm einander nicht zugeordnet werden.
- Bei der hohen Multiplizität in hadronischen Ereignissen passiert es auch, daß ein Draht der Driftkammer von zwei geladenen Teilchen getroffen wird und sich die Ladungsimpulse der beiden Spuren auf dem Draht überlagern. Die z-Information wird dann nicht mehr korrekt ermittelt und die Information dieses Drahtes wird damit wertlos.

Ein kleiner Teil der Photonen, die im Strahlrohr oder der inneren Kammer in ein $e^+e^-$-Paar konvertieren, wird von diesem Schnitt verworfen. Die Konversion von Photonen wird bei der Bestimmung der Akzeptanz berücksichtigt.

(3a) Der Photonkandidat muß im Energiedetektor von anderen Spuren isoliert sein. Wenn sich die Energiedepositionen zweier Teilchen überlagern, so lassen sich deren Energien nicht mehr korrekt bestimmen, d.h. die Energieauflösung verschlechtert sich. Es wird daher verlangt, daß die Spur des Photonkandidaten mehr als 30° von den Spuren aller anderen Teilchen entfernt ist. Im Energiespektrum der von diesem Schnitt verworfenen Teilchenspuren (s. Bild 19) erkennt man, daß dieser Schnitt einen großen Teil aller gefundenen Spuren verwirft.
Es wird auch ein Teil der Photonen aus Zerfällen hochenergetischer $\pi^0$-Mesonen verworfen, da der Öffnungswinkel für $\pi^0$-Energien über 500 MeV häufig kleiner als 30° ist. Allerdings nimmt mit zunehmender $\pi^0$-Energie die Wahrscheinlichkeit ab, die beiden Photonen aus dem $\pi^0$-Zerfall getrennt als zwei Spuren im Detektor zu beobachten. Diese überlappenden Photonen können mit diesem Auswahlkriterium nicht mehr verworfen werden. Man findet daher im Energiespektrum in Bild 19b bei etwa einem GeV eine breite Schulter.

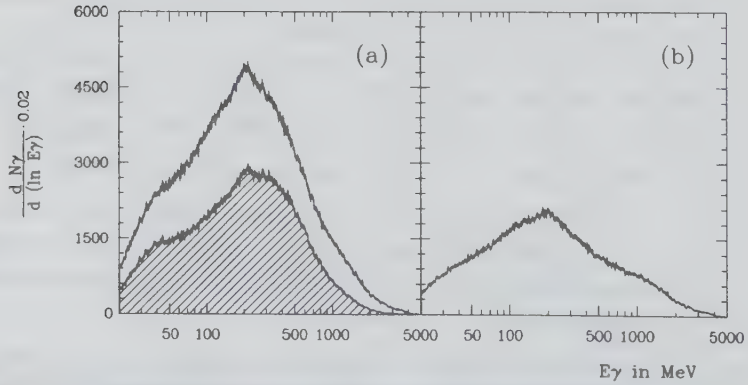



Abbildung 19a : *Energiespektrum der Teilchen vor dem Schnitt 3a, Energiespektrum der Teilchen, für die eine Spur näher als 30° gefunden wurde.*
b : *Energiespektrum der Teilchen nach Schnitt 3a.*

(3b) Photonen deponieren ihre Energie nahezu vollständig im Zentralkristall sowie in dessen zwölf Nachbarn. Im Mittel findet man bei Photonen nur etwa 2.2% der Energie des Photons außerhalb dieser dreizehn Kristalle. Man vergleicht

Abbildung 20 : *Die Energie E37S ist die Summe der Energien der 24 nicht markierten Kristalle um den Bumpkristall.*

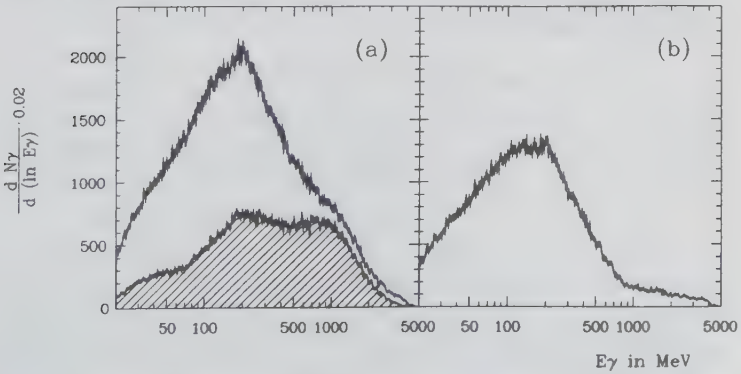



Abbildung 21a : *Energiespektrum aller Teilchen vor dem Schnitt an E37S (siehe Text und Bild 20 ), und der von diesem Schnitt verworfenen Teilchen.*
b : *Energiespektrum der im Detektor isoliert gefundenen Teilchen.*

daher die Energiesumme $E13$ (s. Kap. V.4) mit der Energiesumme $E37S$ der 24 Kristalle im Ring um diese dreizehn Kristalle (s. Bild 20 ) und fordert :

$$E37S \leq 25\text{MeV} + 0.025 \cdot E13$$

Diese Werte wurden mit Hilfe von im Detektor simulierten Photonen bestimmt. Einzelheiten finden sich in Anhang XII.1 . Dieser Schnitt reduziert effizient Spuren, die von zwei überlappenden Photonen aus dem Zerfall eines hochenergetischen $\pi^\circ$-Mesons stammen. Dies ist in Bild 21 zu erkennen : Der Bruchteil der verworfenen Spuren nimmt bei etwa 500 MeV stark zu. Zu höheren Energien hin nimmt die Wirksamkeit dieses Schnittes gegen überlappende Photonen aus dem Zerfall eines $\pi^\circ$-Mesons wieder ab, da der minimale Öffnungswinkel so klein wird, daß die beiden Photonen den gleichen Kristall treffen können.

(4) Elektromagnetische Schauer hochenergetischer Photonen besitzten wegen der großen Zahl der im Schauer erzeugten $e^+e^-$-Paare eine regelmäßige Form. Schauer hadronisch wechselwirkender Teilchen zeigen wegen der geringeren Zahl der sekundären Teilchen große Fluktuationen. Diese Unterschiede in der Regelmäßigkeit benutzt man, um jene Spuren als Photonkanditaten zu verwerfen, deren laterale Energieverteilung nicht mit der eines elektromagnetisch schauernden Photons verträglich ist. Es werden Verhältnisse aus den Energiesummen $E1$, $E2$[1], $E4$, und $E13$ (s. Kap. V.4) gebildet. Eine Teilchenspur wird als Photon akzeptiert, wenn :

$$0.44 \leq \frac{E1}{E4} \leq 0.96$$
$$0.80 \leq \frac{E2}{E4} \leq 0.995$$
$$0.70 \leq \frac{E2}{E13} \leq 0.96$$
$$0.78 \leq \frac{E4}{E13} \leq 0.98$$

Diese Bereiche wurden mit Hilfe von Monte-Carlo Rechnungen bestimmt. Die angegebenen Werte sind für Photonen im Energiebereich von 500–2000 MeV optimiert, d.h. in diesem Energiebereich werden über 90% der guten Photonen akzeptiert[2]. Gleichzeitig wurde versucht, Energiedepositionen, die nicht von

[1] Die Energiesumme $E2$ ist die Summe der Energie des Bumpkristalls und der Energie des höchstenergetischen der zwölf benachbarten Kristalle.
[2] Zur Definition eines "guten" Photons siehe Anhang XII.2

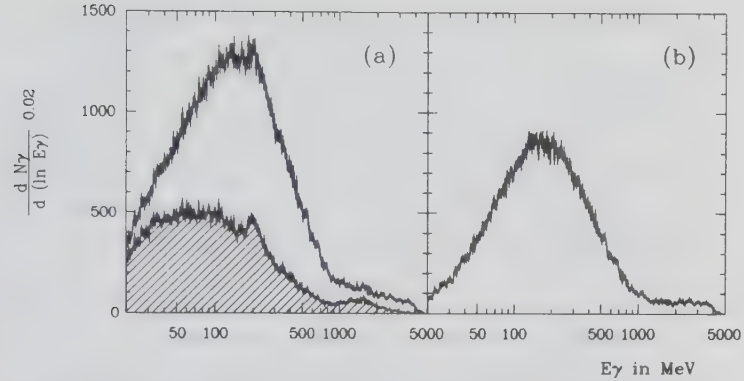



Abbildung 22a : *Energiespektrum aller Teilchen vor dem Pattern-Schnitt, und der von diesem Schnitt verworfenen Teilchen.*
b : *Energiespektrum der vom Pattern-Schnitt akzeptierten Photonen.*

elektromagnetisch schauernden Teilchen stammen, zu verwerfen. Als Modell dieser Energiedepositionen wurden die geladener Teilchen benutzt. Im Energiebereich von 500–2000 MeV werden etwa 2/3 der geladenen Teilchen verworfen, d.h. dieser Schnitt reduziert den Bruchteil geladener Hadronen, die in den Kammern nicht als geladen erkannt wurden, und den Bruchteil wechselwirkender neutraler Hadronen.

Im Energiespektrum der von den Pattern-Schnitten akzeptierten Teilchen (s. Bild 22) findet man eine deutliche Reduktion minimal ionisierender Teilchen, die etwa 200 MeV deponieren. Außerdem verwirft dieser Schnitt auch überlappende Photonen aus dem Zerfall hochenergetischer $\pi^{\circ}$-Mesonen. Einzelheiten über diese Pattern-Schnitte finden sich in Anhang XII.2.

(5) Mit dem letzten Schnitt sollen Photonen, die wahrscheinlich aus dem Zerfall eines $\pi^{\circ}$-Mesons stammen, verworfen werden. Bildet man die invariante Masse aller Paare neutraler Teilchen, so erkennt man eine Häufung bei der Masse des $\pi^{\circ}$-Mesons über einem großen kombinatorischem Untergrund (s. Bild 23). Verwirft man jedes Teilchen, dessen Kombination mit einem zweiten die Masse des $\pi^{\circ}$-Mesons innerhalb der Auflösung ergibt, so verwirft man wegen der großen Zahl der Kombinationen auch Photonen, die nicht aus dem Zerfall eines $\pi^{\circ}$-Mesons stammen. Zur Erkennung von Photonen aus $\pi^{\circ}$-Zerfällen wird daher

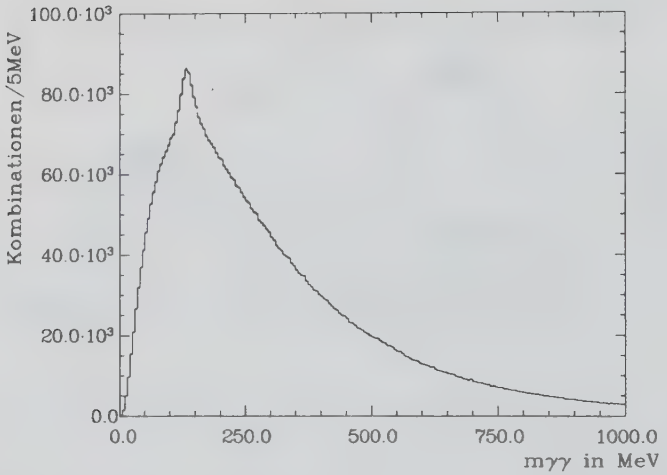



Abbildung 23 : *Verteilung der invarianten Masse $m_{\gamma\gamma}$ aller Paare neutraler Teilchen.*

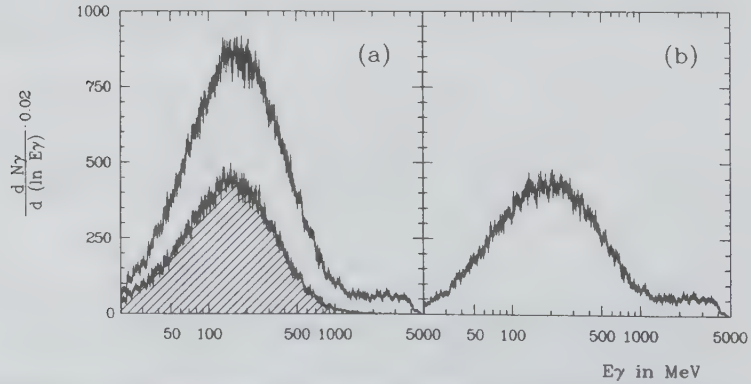



Abbildung 24 : *Energiespektrum aller Photonen vor der Rekonstruktion zu $\pi^\circ$-Mesonen, der Photonen, die zu $\pi^\circ$-Mesonen rekonstruiert werden (schraffiert),*

b : *Energiespektrum der endgültig selektierten Photonen.*

das folgende Verfahren angewandt :

Alle Paare neutraler Teilchen werden an die Hypothese angepaßt, daß ihre invariante Masse die Ruhmasse des $\pi^\circ$-Mesons ist. Die Paare mit einem $\chi^2 < 3.0$ bei einem Freiheitsgrad werden notiert. Anschließend wird unter den notierten Paaren die Konfiguration mit den meisten $\pi^\circ$-Mesonen gesucht. Eine Konfiguration ist eine Anordnung der notierten Paare derart, daß ein Photon höchstens einmal verwendet wird. Die gesamten Konfiguration muß eine Wahrscheinlichkeit größer als 5% besitzten. Gibt es mehrere Konfigurationen mit gleicher Anzahl rekonstruierter $\pi^\circ$-Mesonen, so wird die mit der größten Wahrscheinlichkeit ausgewählt.

Die in dieser Konfiguration zu einem $\pi^\circ$-Meson rekonstruierten Photonen werden verworfen. Das Energiespektrum der von diesem Schnitt verworfenen Photonen (s. Bild 24) zeigt, daß im wesentlichen Photonen niedriger Energie verworfen werden.

# VIII. Analyse des Datensamples 1982/1983

## VIII.1 Das Energiespektrum inklusiver Photonen in hadronischen $\Upsilon(1S)$-Zerfällen

Aus den 1982 und 1983 genommenen Daten werden die hadronischen Ereignisse ausgewählt. In diesen Ereignissen wird nach hochenergetischen Photonen gesucht. Hierzu werden die in Kapitel VII beschriebenen Kriterien benutzt. Die Energie jedes Photons wird in ein Histogramm mit logarithmischer Energieskala eingetragen. Das resultierende Energiespektrum $\frac{d N_\gamma}{d(\ln E_\gamma)}$ ist in Bild 25 gezeigt. Der Energiebereich 500 - 2000 MeV, für den die Schnitte optimiert sind, ist in Abbildung 26 dargestellt. Die meisten der ausgewählten Photonen stammen aus Zerfällen von $\pi^\circ$-Mesonen bei denen das zweite Photon nicht erkannt wurde, oder aus Zerfällen von $\eta$-Mesonen in zwei Photonen. Das Photonspektrum sollte daher bis auf statistische Schwankungen glatt verlaufen. In Bild 26 erkennt man jedoch bei etwa 1 GeV Photonenergie eine relativ schmale Überhöhung. Eine schmale Überhöhung im Energiespektrum der Photonen kann durch den Zerfall des $\Upsilon(1S)$-Mesons in ein Photon und ein schweres Teilchen, das in Hadronen zerfällt, hervorgerufen werden. Zur Bestimmung der Amplitude $N_\gamma$ und der mittleren Photonenergie der Überhöhung wird eine glatte Kurve an das Spektrum angepaßt. Die anzupassende Funktion enthält

- ein Legendre-Polynom dritter Ordnung zur Beschreibung des Untergrundes
- und eine Gaußkurve variabler Lage und Amplitude. Die Breite der Gaußkurve ist durch die Energieauflösung gegeben : $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.027}{\sqrt[4]{E(GeV)}}$ [42, 43]

Ein gebinnter Maximum Likelihood Fit [44] an das gemessene Energiespektrum im Energiebereich 750 - 1604 MeV ergibt folgende Parameter :

$$\begin{aligned} N_\gamma &= 89 \pm 25 \\ E_\gamma &= (1076 \pm 11)\text{MeV} \end{aligned} \tag{33}$$

Das Spektrum wird durch die angepaßte Kurve gut beschrieben, der Fit hat ein $\chi^2 = 28$ für 32 Freiheitsgrade. Die angegebenen Fehler berücksichtigen nur die statistische Unsicherheit. Die statistische Signifikanz dieses Signals beträgt 3.6 Standardabweichungen[1]. Bei einer zweiten Anpassung der Kurve an das Energiespektrum wird auch der Parameter für die Energieauflösung des Detektors und damit

[1] Eine Analyse mit anderen Kriterien für die Auswahl der Photonen [45] liefert für dieses Signal eine Signifikanz von 4.2 Standardabweichungen, die Anzahl der in der Überhöhung gefundenen Photonen und die Energie der Photonen stimmen gut mit den hier gefundenen Werten überein.

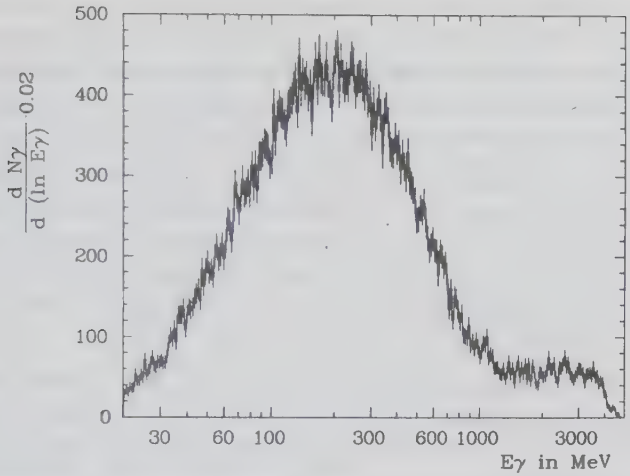



Abbildung 25 : *Energiespektrum von Photonen in hadronischen* $\Upsilon(1S)$*-Zerfällen*

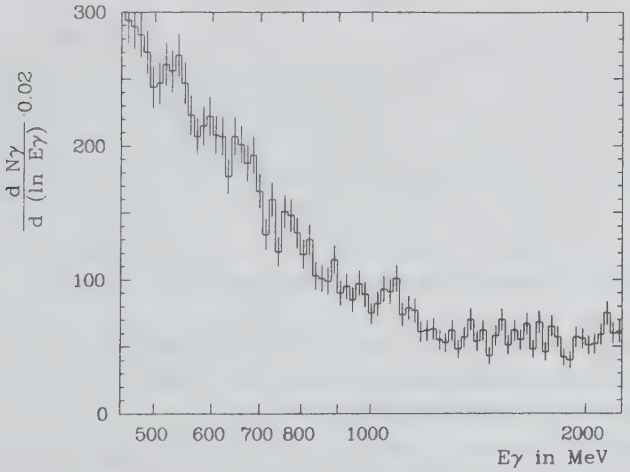



Abbildung 26 : *Energiespektrum von Photonen in hadronischen* $\Upsilon(1S)$*-Zerfällen. Die verwendeten Kriterien zur Selektion von Photonen sind im gezeigten Energiebereich optimiert.*

die Breite der Gaußkurve variiert. Die Energieauflösung ergibt sich zu $\sigma(E)/E = 0.045^{+0.034}_{-0.019}/E^{1/4}(\mathrm{GeV})$, d.h. innerhalb der Meßgenauigkeit stimmt der ermittelte Wert für die Breite der Linie im Photonspektrum mit der Energieauflösung des Detektors überein. Die Signifikanz der Überhöhung bei freier Breite der Linie beträgt jedoch nur 2.5 Standardabweichungen.

In einer weiteren Analyse wurden von der Crystal Ball Kollaboration Ereignisse niedriger Multiplizität selektiert. Die Kriterien dieser Selektion wurden optimiert für Ereignisse vom Typ $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$; es kann jedoch nicht gezeigt werden, daß alle selektierten Ereignisse von diesem Typ sind. Das inklusive Photonspektrum dieser Daten zeigt bei einer Photonenergie von $E_\gamma = 1049 \pm 12$ MeV eine Überhöhung von $N_\gamma = 22.8^{+7.9}_{-7.2}$ Photonen [45][1].

Nimmt man diese beiden unabhängigen Ergebnisse zusammen, so besteht Evidenz für einen radiativen Zerfall der $\Upsilon(1S)$-Resonanz in ein bisher unbekanntes Teilchen. Dieses wird $\varsigma$ genannt. Die Masse des $\varsigma$-Teilchens ergibt sich aus der in dieser Arbeit gemessenen Photonenergie nach :

$$m(\varsigma) = \sqrt{m^2_{\Upsilon(1S)} - 2m_{\Upsilon(1S)}E_\gamma} \tag{34}$$

$m_{\Upsilon(1S)}$ : Masse der $\Upsilon(1S)$-Resonanz

zu $m(\varsigma) = (8315 \pm 12 \pm 22)$ MeV. Der erste angegebene Fehler rührt von der statistischen Unsicherheit in der Photonenergie her, der zweite angegebene Fehler von der systematischen Unsicherheit der Energiemessung von Photonen. Die systematische Unsicherheit der Energiekalibration wird zu 2.1% angenommen. Extrapoliert man die Energiekorrektur für niedrige Energien (siehe Kap. V.4), so erhält man bei $E_\gamma = 1076$ MeV eine Korrektur der Energie um 22 MeV [47, 34], d.h. um 2.1%.

## VIII.2 Überprüfungen des beobachteten Signals

Im folgenden werden einige Tests beschrieben, die prüfen sollen, ob das beobachtete Signal im Energiespektrum von Photonen möglicherweise vom Detektor oder den verwendeten Analyseprogrammen vorgetäuscht wird.

Zunächst wird geprüft, ob das Signal gleichmäßig in räumlich verschiedenen Teilen des Detektors auftritt. Der Detektor wird durch die Ebene x=0 in zwei

[1] In dieser Referenz wird die Photonenergie mit $E_\gamma = (1062 \pm 12)$MeV angegeben. Dieser Wert ist aber aufgrund eines Fehlers im verwendeten Programm zur Anpassung an die Daten zu hoch [46].

Hälften geteilt. Aus den Photonspektren für beide Detektorhälften wird jeweils die Amplitude des Signals bei der Photonenergie $E_\gamma$ = 1076 MeV bestimmt. Es wird die in Abschnitt VIII.1 beschriebene Funktion an das Photonspektrum angepaßt, wobei die Lage der Gaußkurve festgehalten wird. Ebenso wird für die durch die Ebene y=0, bzw. z=0 erhaltenen Detektorhälften verfahren. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 angegeben. Innerhalb der statistischen Fehler ist das Signal bei $E_\gamma$ = 1076 MeV in allen Teilen des Detektors zu beobachten.

| Ebene | positiv | negativ |
|---|---|---|
| x = 0 | $45 \pm 17$ | $43 \pm 17$ |
| y=0 | $73 \pm 18$ | $15 \pm 17$ |
| z=0 | $46 \pm 18$ | $43 \pm 17$ |

Tabelle 4 : *Amplitude des Signals bei $E_\gamma$ = 1076 MeV bei Teilung des Detektors durch die angegebene Ebene in jeweils zwei Hälften.*

Weiter soll überprüft werden, ob das beobachtete Signal aufgrund eines kurzzeitigen Fehlverhaltens der Elektronik entstanden ist. Ein scheinbares Signal von etwa 80 Photonen kann bei einem Fehler in der Elektronik in weniger als einem Tag entstehen. Es wird ausgenutzt, daß die hier analysierten $\Upsilon$(1S)-Daten innerhalb von vier Zeiträumen gewonnen wurden. Die Perioden der Datennahme auf der $\Upsilon$(1S)-Resonanz waren kurze Unterbrechungen einer länger dauernden Datennahme auf der $\Upsilon$(2S)-Resonanz[1]. Die integrierten Luminositäten der einzelnen Abschnitte sind : (1) $0.3 pb^{-1}$, (2) $4.9 pb^{-1}$, (3) $4.0 pb^{-1}$, und (4) $2.1 pb^{-1}$. Die Daten jedes Abschnittes werden getrennt analysiert. Die Energiespektren jedes Abschnitts sind in Bild 27 gezeigt. Man erkennt, daß in keinem der Energiespektren die gesamte Amplitude der Überhöhung bei $E_\gamma$ = 1076 MeV gefunden wird. Dies wird noch deutlicher, wenn man die ersten beiden Abschnitte und die letzten beiden zusammenfaßt. Man erhält zwei annähernd gleich große Datensamples mit integrierten Luminositäten von 5.2 bzw. 6.1 $pb^{-1}$. Paßt man wieder die bereits beschriebene Funktion an die beiden Energiespektren an, so findet man in der ersten Hälfte der Daten eine Überhöhung von $47 \pm 17$, in der zweiten Hälfte von $42 \pm 18$ Photonen. Damit zeigt sich, daß die Linie nicht nur in einem Teil der Daten zu finden ist, d.h. man kann ausschließen, daß ein

[1] Eine Analyse der $\Upsilon$(2S)-Daten ist ein weiterer Test gegen ein Fehlverhalten des Detektors bzw. der Photonselektion (siehe Kap. VIII.3).

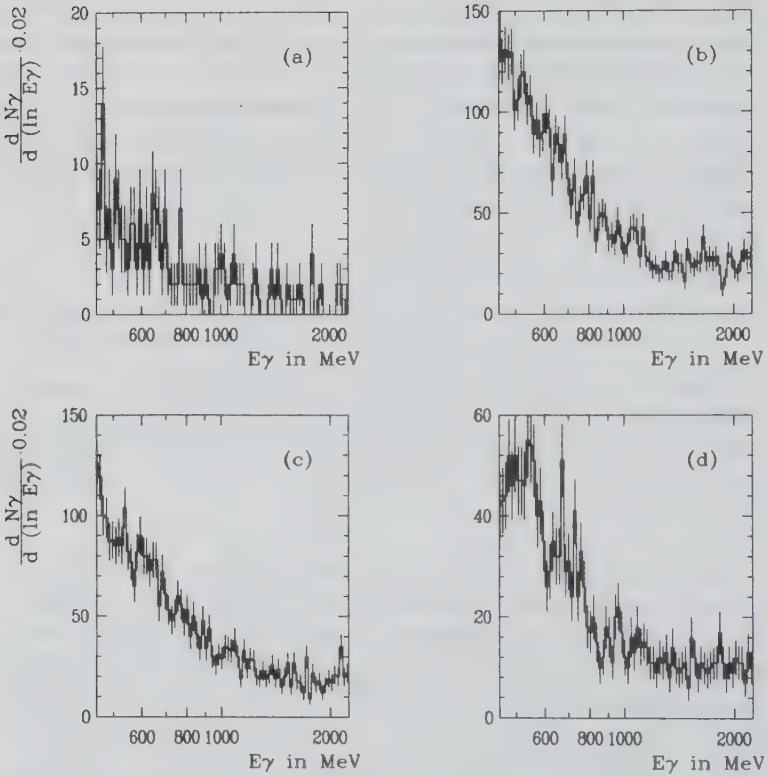



Abbildung 27 : *Energiespektrum von Photonen für die vier Perioden der Datennahme (a zeigt Periode 1, b Periode 2, c Periode 3, d Periode 4). Die integrierten Luminositäten der einzelnen Perioden sind im Text angegeben.*

kurzzeitiges Fehlverhalten der Elektronik für das beobachtete Signal verantwortlich ist.

Die nächsten beiden Tests sollen prüfen, ob die Stärke des beobachteten Signals von den Kriterien abhängt, die bei der Photonselektion verwendet werden. Zunächst wird jeweils einer der Schnitte in der Photonselektion weggelassen und das Energiespektrum der Teilchen, die alle übrigen Kriterien erfüllen, bestimmt. Läßt man in der Photonselektion einen Schnitt aus, so wird sich die Akzeptanz der Photonselektion

| Schnitt | Amplitude | Signifikanz | Amplitude | Signifikanz |
|---|---|---|---|---|
| | ohne | Schnitt | der | verworfenen |
| — | 89±25 | 3.6 | – | – |
| $\lvert\cos\theta\rvert$ | 91±28 | 3.3 | 3±12 | 0.3 |
| neutral | 42±31 | 1.3 | -48±19 | -2.5 |
| Überlapp ($\cos\theta_{ij}$) | 64±27 | 2.4 | -26±11 | -2.3 |
| Überlapp ($E37S$) | 93±46 | 2.1 | 5±38 | 0.1 |
| Pattern | 80±30 | 2.6 | -7±18 | -0.4 |
| $\pi^\circ$-Rekonstruktion | 91±26 | 3.5 | 3±9 | 0.3 |

Tabelle 5 : *Amplituden und Signifikanzen der Linie bei $E_\gamma$ = 1076 MeV bei Weglassen eines Schnitts und der nur von diesem Schnitt verworfenen Teilchen.*

etwas erhöhen, d.h. die Amplitude eines wirklichen Signals sollte größer werden. Der Untergrund nimmt ebenfalls zu, bei einem sinnvollen Schnitt stärker als ein erwartetes Signal. Die Signifikanz wird daher meist abnehmen. Für das bei der Energie $E_\gamma$ = 1076 MeV beobachtete Signal wird für jedes der erhaltenen Spektren die Amplitude bestimmt, wobei nacheinander jeweils ein Schnitt weggelassen wird. Bei der Anpassung wird die Energie der Linie festgehalten. Die ermittelten Amplituden sowie deren Signifikanzen sind in Tabelle 5 angegeben. Gleichzeitig wird das Energiespektrum der Teilchen bestimmt, die jeweils nur von dem betrachteten Schnitt verworfen werden. Dieses Spektrum sollte glatt verlaufen, insbesondere sollte bei der Energie der beobachteten Linie keine deutliche Vertiefung im Spektrum auftreten. Um dies zu überprüfen, wird auch für diese Energiespektren die Amplitude einer Überhöhung bzw. Vertiefung bei der Energie der Photonlinie ermittelt. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 5 angegeben. Man erkennt, daß zwei Schnitte einen deutlichen Einfluß auf die Amplitude des beobachteten Signals haben. Korreliert hierzu findet man für diese beiden Schnitte auch deutliche Vertiefungen im Energiespektrum der nur von diesem Schnitt verworfenen Teilchen. In Abbildung 28 sind das Energiespektrum, bei dem die Forderung nach einer neutralen Teilchenspur weggelassen ist, und das Energiespektrum der nur von dieser Forderung verworfenen Teilchen gezeigt. Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung an das Energiespektrum dar. Die analogen Energiespektren für die Forderung, daß die räumlich nächste Spur mindestens 30°

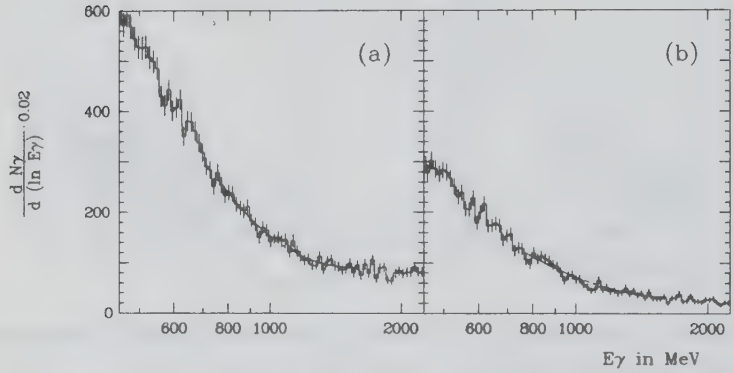



Abbildung 28a : *Energiespektrum der ohne Schnitt 2 selektierten Teilchen, d.h. aller geladenen und neutralen Teilchen.*

b : *Energiespektrum der von Schnitt 2 verworfenen, d.h. der geladenen Teilchen.*

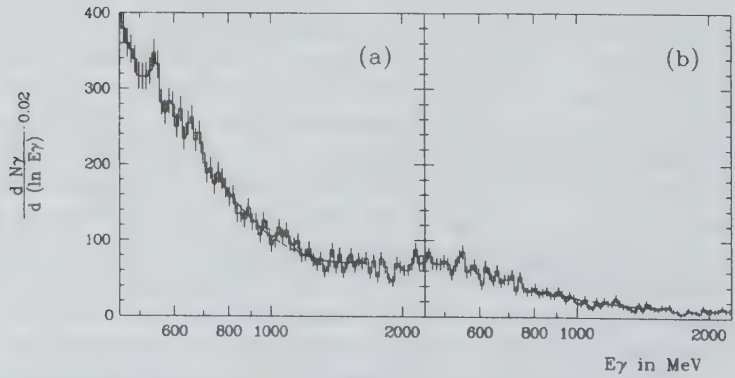



Abbildung 29a : *Energiespektrum der ohne Überlappschnitt (Schnitt 3a) selektierten Teilchen*

b : *Energiespektrum der nur vom Überlappschnitt verworfenen Teilchen.*

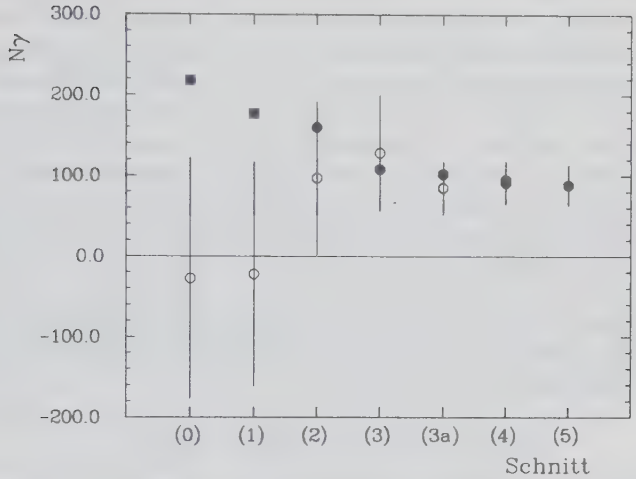



Abbildung 30 : *Vergleich der nach einem Teil der Schnitte gemessenen Amplitude (Kreise) mit der für diese Schnitte erwarteten Amplitude (Vollpunkte) (siehe Text). Die gemessenen Amplituden und deren statistische Unsicherheit sind untereinander stark korreliert.*

von der Spur des Photons getrennt ist (Überlappschnitt), sind in Abbildung 29a und 29b gezeigt. Um zu klären, ob diese beiden Schnitte systematisch Teilchenspuren mit Energien von $E_\gamma \approx 1076$ MeV bevorzugt als Photonen identifizieren, wird die obige Analyse mit simulierten hadronischen Zerfällen der $\Upsilon(1S)$-Resonanz (siehe Kap.VI.2) wiederholt. Außerdem werden die auf der $\Upsilon(2S)$-Resonanz gewonnenen Daten dieser Analyse unterworfen. In beiden Fällen findet man im Gegensatz zu den $\Upsilon(1S)$-Daten keine Bevorzugung von Teilchenspuren bei der Energie $E_\gamma = 1076$ MeV.

Die in der Photonselektion verwendeten Schnitte werden auf eine zweite, ähnliche Art auf systematische Effekte hin untersucht. Es wird geprüft, ob das Ergebnis, das man aus dem endgültigen Energiespektrum erhält, mit den Ergebnissen aus Energiespektren, bei denen weniger Forderungen an die Teilchenspuren gestellt sind, konsistent ist. Aus den in Kapitel VII nach jedem Schnitt gezeigten Energiespektren wird die Amplitude des Signals bei $E_\gamma = 1076$ MeV bestimmt. Da die Photonselektion selbst die Akzeptanz für Photonen reduziert, sollte die Amplitude im Energiespektrum aller Teilchen größer sein als die im Energiespektrum der selektierten

Photonen. Die Abnahme der Akzeptanz wird aus Simulationsrechnungen gewonnen (siehe Kap. VIII.4). Es wird über die verschiedenen Modelle zur Bestimmung der Akzeptanz gemittelt. Obwohl die einzelnen Modelle unterschiedliche Akzeptanzen ergeben, stimmen die relativen Akzeptanzen für die verwendeten Modelle recht gut überein. Mit den relativen Akzeptanzen wird aus der im endgültigem Photonspektrum erhaltenen Amplitude die nach jedem Schnitt erwartete Amplitude berechnet. Diese Werte werden in Bild 30 mit den aus den Daten ermittelten Amplituden verglichen. Die angegebenen Fehler sind stark miteinander korreliert. Man erkennt, daß die Amplitude des beobachteten Signals nicht das Verhalten eines wirklichen Signals zeigt.

Die letzten beiden Tests geben Hinweise darauf, daß die Amplitude des beobachteten Signals überschätzt wird. Es läßt sich jedoch nicht feststellen, um wieviel das Signal überschätzt wird.

## VIII.3 Analyse der $\Upsilon(2S)$-Daten

Eine weitere Kontrolle gegen systematische Effekte des Detektors und der Photonselektion besteht in der Analyse der auf der $\Upsilon(2S)$-Resonanz genommenen Daten. Außerdem wird eine obere Grenze für den Zerfall $\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma\varsigma$ bestimmt.

Das Photonenergiespektrum, das aus den hadronischen Ereignissen der auf der $\Upsilon(2S)$-Resonanz genommenen Daten gewonnenen wird, ist in Bild 31a gezeigt. Man erkennt mehrere Strukturen bei etwa 120–160 MeV, die von Zerfällen $\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma\, 1^3P_J$, mit $J$=0, 1, oder 2 herrühren. Die Linie bei etwa 430 MeV ist die Summe der beiden dopplerverbreiterten Linien aus den Zerfällen $1^3P_J \rightarrow \Upsilon(1S)$, mit $J$=1 oder 2. Eine Beschreibung der Analyse dieser Übergänge findet man in Referenz [48, 42]. Der für diese Analyse wesentliche Teil des Energiespektrums ist in Bild 31b gezeigt. Innerhalb des Energiebereiches von 500–2000 MeV ist keine signifikante Struktur zu erkennen.

Wäre die Struktur im Energiespektrum von Photonen in hadronischen Zerfällen der $\Upsilon(1S)$-Resonanz ein rein systematischer Effekt des Detektors oder der Analyse, so erwartete man in dem aus den $\Upsilon(2S)$-Daten gewonnenen Energiespektrum von Photonen wegen der größeren Datenmenge einen großen Effekt. Die erwartete Amplitude ergibt sich durch Skalieren auf die Anzahl der analysierten Ereignisse (s. Tabelle 3) zu $N_\gamma \approx 275$. Man findet bei $E_\gamma = 1076$ MeV nur $N_\gamma = 43 \pm 39$, d.h. einen mit Null verträglichen Wert. Analysiert man nur den Teil der $\Upsilon(2S)$-Daten, die 1983 genom-

men wurden, so erwartet man $N_\gamma = 168$, findet jedoch nur $N_\gamma = 45 \pm 31$. Es läßt sich damit ausschließen, daß das in den $\Upsilon(1S)$-Daten beobachtete Signal ein rein systematischer Effekt ist. Es kann jedoch nicht widerlegt werden, daß die Amplitude und Signifikanz des in den $\Upsilon(1S)$-Daten beobachteten Signals durch die Photonselektion verstärkt werden.

Etwa 1/3 aller erzeugten $\Upsilon(2S)$-Mesonen zerfällt in das $\Upsilon(1S)$-Meson durch Aussenden von zwei Gluonen, die in zwei Pionen materialisieren [49], oder durch Kaskadenzerfall $\Upsilon(1S) \to \gamma\, 1^3P_J (J = 1,2) \to \gamma\gamma\Upsilon(1S)$. Man hat im $\Upsilon(2S)$-Datensample also etwa $6 \cdot 10^4$ $\Upsilon(1S)$-Zerfälle. Aus Zerfällen der indirekt erzeugten $\Upsilon(1S)$-Mesonen erwartet man eine Überhöhung von etwa $(63 \pm 18)$ Photonen im $\Upsilon(2S)$-Datensample. Die zugehörige Linie ist geringfügig doppler verbreitert. Eine Anpassung des Photonenergiespektrums aller $\Upsilon(2S)$-Daten ergibt unter Berücksichtigung der Doppler-Verbreiterung eine Amplitude von $55 \pm 43$ Photonen. Dieser Wert stimmt mit der Erwartung gut überein, ist jedoch auch mit Null verträglich.

Die meisten Modelle, die versuchen, das $\varsigma$ einzuordnen, verlangen die Existenz

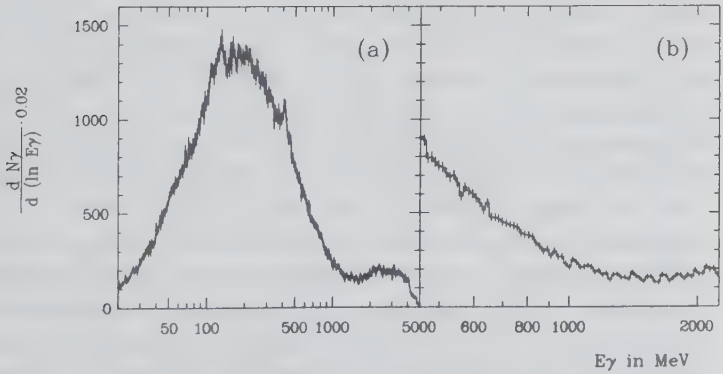



Abbildung 31a : *Energiespektrum von Photonen in hadronischen Ereignissen, die auf der $\Upsilon(2S)$-Resonanz genommen wurden.*
b : *Hochenergetischer Teil dieses Spektrums.*

des direkten Zerfalls $\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma\varsigma$. Die Energie der abgestrahlten Photonen ergibt sich nach Gleichung 34 zu $E_\gamma = 1560 \pm 30$ MeV. Bei dieser Energie findet man $N_\gamma < 40$ mit einer Wahrscheinlichkeit von 90% (90% C.L.). Diese Grenze wurde mit der in Anhang XII.3 beschriebenen Methode bestimmt.

## VIII.4 Bestimmung der Akzeptanz für Photonen

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen hängt stark von der Multiplizität der betrachteten Ereignisse ab. Für ein einzelnes Photon im Detektor wird die Nachweiswahrscheinlichkeit im wesentlichen nur durch den überdeckten Raumwinkel begrenzt. Die Akzeptanz für Photonen in hadronischen Ereignissen wird dagegen durch mehrere Faktoren reduziert. Zunächst muß die Reaktion als hadronisches Ereignis erkannt werden. Außerdem müssen in diesem Ereignis Photonen von den Spuren anderer Teilchen unterschieden werden, d.h. das Photon muß die Forderungen der Photonselektion (siehe Kap. VII) erfüllen. Die Akzeptanz hängt wegen des begrenzten, vom Detektor überdeckten Raumwinkels auch von der Winkelverteilung der Photonen ab. Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{\gamma X}$, ein Photon aus einem Zerfall $\Upsilon \rightarrow \gamma + \textit{Hadronen}$ zu finden, wird mit Monte-Carlo Rechnungen bestimmt. Da unklar ist, wie das $\varsigma$-Teilchen in Hadronen zerfällt, werden verschiedene Zerfälle untersucht. Es werden Ereignisse vom Typ $\Upsilon \rightarrow \gamma\varsigma$ , $\varsigma \rightarrow c\bar{c}$, $u\bar{u}$, oder $gg$ ($g = \textit{Gluon}$) erzeugt. Bei allen Simulationen wird angenommen, daß der Zwischenzustand $\varsigma$ den Spin 0 hat. Die Fragmentation der Quarks und Gluonen in Hadronen wird wieder mit Hilfe des Lund Modells (siehe Kap. VI.2) simuliert. Die Simulation der Wechselwirkung der erzeugten Teilchen mit dem Detektor ist analog der in Kap. VI.2 beschriebenen Simulation. Um die Abhängigkeit der Akzeptanz $\epsilon_{\gamma X}$ von der Photonenergie $E_\gamma$ zu untersuchen, wird der Zerfall $\Upsilon \rightarrow \gamma\varsigma$ , $\varsigma \rightarrow c\bar{c}$ für Photonenergien von $E_\gamma = 500$, 800, 1050, 1400, 1700, und 2000 MeV simuliert. Die Winkelverteilung der aus dem Zerfall $\Upsilon \rightarrow \gamma\varsigma$ stammenden Photonen ist $\frac{dN_\gamma}{d\cos\theta} \sim 1 + \cos^2\theta$, da für das $\varsigma$-Teilchen Spin 0 angenommen wird.

Zur Bestimmung der Akzeptanz $\epsilon_{\gamma X}$ werden die Monte-Carlo Ereignisse ebenso wie reale Daten analysiert. Die verschiedenen Modelle der hadronischen Zerfälle und der verschiedenen Photonenergien werden getrennt behandelt. Jedes der erzeugten Ereignisse enthält ein Photon bestimmter Energie, daher findet man im Energiespektrum der selektierten Photonen eine große Überhöhung über einem relativ niedrigen Untergrund. Das Verhältnis von Signal zu Untergrund ist in realen Daten wesentlich ungünstiger. Als Untergrund wird deshalb das Energiespektrum von Photonen, wel-

ches aus etwa $10^5$ simulierten hadronischen Zerfällen der $\Upsilon(1S)$-Resonanz gewonnen wird, addiert. Aus diesen Spektren wird die Anzahl der Photonen in der Photonlinie durch Anpassen einer Gaußkurve plus einem glatten Untergrund ermittelt. Die Akzeptanz $\epsilon_{\gamma\chi}$ ergibt sich aus der Anzahl der gefundenen Photonen, dividiert durch die Anzahl der erzeugten Ereignisse. Die Ergebnisse für die untersuchten Modelle und die Photonenergien sind einschließlich einer unten beschriebenen Korrektur in Abbildung 32 gezeigt. Die angegebenen Fehler berücksichtigen nur die aus der Anpassung der Gaußkurve erhaltenen Unsicherheiten, weitere systematische Unsicherheiten werden im folgenden noch behandelt. Die Kinematik bewirkt, daß mit zunehmender Energie des Photons die Wahrscheinlichkeit abnimmt, daß das Photon mit einem anderen Teilchen im Detektor überlappt. Die Akzeptanz $\epsilon_{\gamma\chi}$ wird daher mit zunehmender Photonenergie größer. Die Werte der Akzeptanz lassen sich gut durch eine Gerade interpolieren. Die Anpassung einer Geraden durch Minimieren einer $\chi^2$-Funktion ergibt :

$$\epsilon_{\gamma\chi} = 0.096 + 0.088 \cdot E_\gamma(\mathrm{GeV}) \tag{36}$$

Diese Gerade ist ebenfalls in Abbildung 32 als durchgezogene Linie gezeigt, die gestrichelten Linien geben die Unsicherheit aufgrund der statistischen Fehler an.

Diese Methode zur Bestimmung der Akzeptanz verläßt sich auf die korrekte Simulation der Wechselwirkung aller erzeugten Teilchen mit dem Detektor. Das zur Simulation der elektromagnetisch schauernden Photonen benutzte "EGS" Programm simuliert die Wechselwirkung von Photonen, Elektronen und Positronen realistisch; es werden keine Unterschiede zwischen wirklichen und simulierten Photonen gefunden. Auch die Konversion von Photonen im Strahlrohr und in den Driftkammern wird bei der Simulation des Detektors berücksichtigt. Die Simulation der Wechselwirkung aller übrigen Teilchen mit dem Detektor durch "HETC" ist weniger realistisch. Es wird z.B. die Wechselwirkung von Kaonen ersetzt durch die Wechselwirkung von Pionen gleichen Impulses. Aus der inkorrekten Simulation der Wechselwirkung hadronischer Teilchen ergibt sich eine oben bereits erwähnte Korrektur der Akzeptanz $\epsilon_{\gamma\chi}$. Diese Korrektur wird wie folgt ermittelt : Es werden Ereignisse, die jeweils nur ein einzelnes Photonen fester Energie ($E_\gamma$ = 500, 800, 1000, 1300, 1700, 2100 MeV) enthalten, erzeugt. Die Energiedeposition dieses Photons wird einem hadronischen Ereignis beigemischt. Die vom Photon in den einzelnen Kristallen deponierten Energien werden zu den Energien der entsprechenden Kristalle des hadronischen Ereignisses addiert. Anschließend wird dieses Ereignis neu analysiert. Als hadronische Ereignisse werden einmal reale Daten aus dem Kontinuum bei $\sqrt{s} \approx 9.4$ GeV und einmal Monte-Carlo Ereignisse der Kontinuumsreaktion $e^+e^- \to q\bar{q}$ benutzt. Es wird

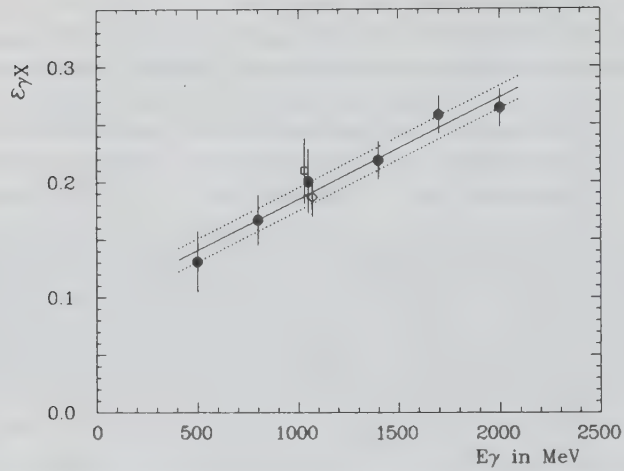



Abbildung 32 : *Akzeptanz $\epsilon_{\gamma X}$ für Photonen in hadronischen Ereignissen als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ . Es werden Zerfälle nach $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma$, $\varsigma \rightarrow c\bar{c}$ (Vollpunkte), $\varsigma \rightarrow gg$ (Raute) und $u\bar{u}$ (Quadrat) simuliert.*

jeweils die Akzeptanz $\epsilon_\gamma$ für die beigemischten Photonen bestimmt[1]. Das Ergebnis ist in Abbildung 33 gezeigt. Die Akzeptanz $\epsilon_\gamma$ ist hier nahezu unabhängig von der Energie des beigemischten Photons, da kinematische Effekte bei der Beimischung nicht berücksichtigt werden. Man erkennt, daß die Akzeptanz für Photonen, die realen Ereignissen beigemischt werden, niedriger ist als die für Photonen, die Monte-Carlo Ereignissen beigemischt werden. Der Unterschied in der Akzeptanz wird der Simulation der Wechselwirkung der Hadronen mit dem Detektor zugeschrieben. Der Mittelwert des Verhältnisses der beiden Akzeptanzen beträgt $\delta = 0.86 \pm 0.06$. Die oben aus Monte-Carlo Rechnungen bestimmten Werte der Akzeptanz $\epsilon_{\gamma X}$ werden mit diesem Faktor multipliziert; die in Abbildung 32 gezeigten Werte sind bereits korrigiert. Die Unsicherheit in der Korrektur $\delta$ wird im systematischen Fehler der Akzeptanz berücksichtigt.

Im folgenden werden weitere Beiträge zur systematischen Unsicherheit der Ak-

[1] Die Photonen werden nur Ereignissen beigemischt, die als hadronische Reaktion identifiziert wurden (s. Kap. VI.1). Die Selektion hadronischer Ereignisse wird nach der Beimischung des Photons nicht wiederholt. Es kann daher hier nur die Akzeptanz $\epsilon_\gamma$, d.h. die Wahrscheinlichkeit, ein Photon in einem bereits selektiertem Ereignis zu finden, bestimmt werden.

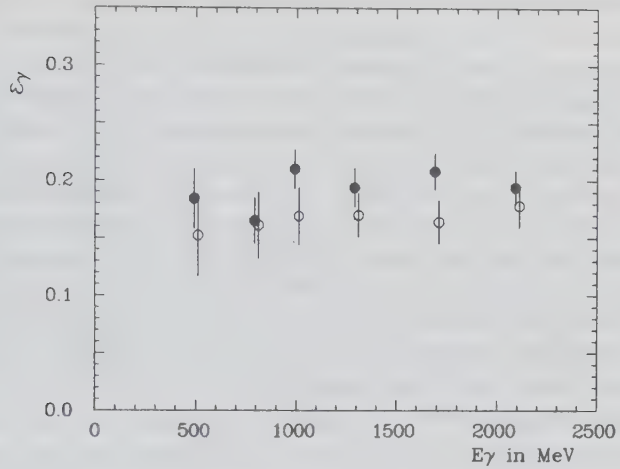



Abbildung 33 : *Vergleich der Akzeptanz für Photonen, die realen Daten beigemischt wurden (Kreise), mit der Akzeptanz für Photonen, die Monte-Carlo Ereignissen beigemischt wurden (Vollpunkte).*

zeptanz abgeschätzt. Unsicherheiten der Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_X$, d.h. der Akzeptanz der Selektion hadronischer Ereignisse, und der Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_\gamma$, d.h. der Wahrscheinlichkeit, ein Photon im selektierten hadronischem Ereignis zu finden, werden getrennt untersucht. Der größte Beitrag rührt aus der Unsicherheit des Zerfalls des Zwischenzustands her. Für die verschiedenen, bei $E_\gamma$ = 1050 MeV simulierten Zerfälle variiert die Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_\gamma$ um 5%.
Einen Beitrag zur Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{\gamma X}$ liefert die Selektion hadronischer Ereignisse. Für den Zerfall $\Upsilon \to \gamma\varsigma \to \gamma\, cc$ hängt die Akzeptanz $\epsilon_X$ nur schwach von der Energie des Photons ab. Bei $E_\gamma$ = 1050 MeV beträgt $\epsilon_X$ = 92%, zu $E_\gamma$ = 500 bzw. 2000 MeV, nimmt $\epsilon_X$ jeweils auf 89% ab. Diese Abhängigkeit ist in der Akzeptanz $\epsilon_{\gamma X}$ bereits berücksichtigt. Die systematische Unsicherheit dieser Variation ist klein und kann daher vernachlässigt werden. Für die verschiedenen, simulierten Zerfälle $\varsigma \to u\bar{u}$, $c\bar{c}$, $gg$ variiert die Akzeptanz $\epsilon_X$ um 7%. Dieser Variation wirkt jedoch eine entgegengesetzte Abhängigkeit der Akzeptanz $\epsilon_\gamma$ teilweise entgegen. Dies rechtfertigt, daß diese beiden Unsicherheiten, obwohl gleichen Ursprungs, quadratisch addiert werden. Durch die Unsicherheit in der Simulation der Fragmentation der Quarks und Gluonen und des Detektors entsteht eine weitere Unsicherheit

für die Akzeptanz $\epsilon_X$. Diese wird analog zu Kapitel VI.2 aus dem Unterschied der Akzeptanz der beiden verwendeten Algorithmen zur Selektion hadronischer Ereignisse abgeschätzt. Es ergibt sich ein systematischer Fehler von 6%.
Eine weitere systematische Unsicherheit liefert die Anpassung der erzeugten Spektren. Die Akzeptanz $\epsilon_{\gamma X}$, die aus den Spektren ohne zusätzlichen Untergrund ermittelt wird, ist einschließlich der Korrektur $\delta$ um etwa 4% größer als die oben ermittelten Werte. Dieser Unterschied rührt daher, daß die Linien nicht wirklich gaußförmig sind; große Abweichungen vom Mittelwert kommen häufiger vor, als bei einer gaußförmigen Verteilung erwartet wird. Im Spektrum ohne Untergrund wird die Amplitude der Linie daher geringfügig überschätzt. Im Spektrum mit zusätzlichem Untergrund wird die Amplitude hauptsächlich aus dem zentralen Teil der Linie ermittelt. Die beobachtete Linie zeigt ein noch ungünstigeres Verhältnis von Signal zu Untergrund. Es wird daher die maximale systematische Unsicherheit der Anpassung der Amplitude der Gaußkurve zu 4% abgeschätzt.

Die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler der Akzeptanz für Photonen sind in Tabelle 6 zusammengefaßt. Addiert man die einzelnen Beiträge einschließlich der statistischen Unsicherheit quadratisch auf, so ergibt sich bei der Photonenergie $E_\gamma = 1050$ MeV die Akzeptanz zu $\epsilon_{\gamma X} = (19 \pm 7)\%$.

| | |
|---|---|
| Korrektur $\delta$ auf Simulation | $0.06 \cdot \epsilon_{\gamma X}$ |
| Modelle des $\varsigma$-Zerfalls ($\epsilon_\gamma$) | $0.05 \cdot \epsilon_X$ |
| Modelle des $\varsigma$-Zerfalls ($\epsilon_X$) | $0.07 \cdot \epsilon_\gamma$ |
| Selektion der Ereignisse | $0.06 \cdot \epsilon_\gamma$ |
| Anpassung des Spektrums | 0.04 |
| Statistische Unsicherheit | 0.01 |
| Summe (quadratisch) | 0.07 |

Tabelle 6 : *Zusammenfassung der Beiträge zur systematischen Unsicherheit der Akzeptanz für Photonen.*

## VIII.5 Ergebnisse aus den 1982/1983 genommenen Daten

Im Energiespektrum von Photonen aus hadronischen Ereignissen auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz findet man bei einer Photonenergie von $E_\gamma = (1076 \pm 11)$MeV eine Überhöhung von $89 \pm 25$ Photonen. Dieses Ergebnis wird gestützt durch die Beobachtung einer Überhöhung im Energiespektrum von Photonen aus Ereignissen niedriger Multiplizität. In diesen Ereignissen wird ein Überschuß von $23.8^{+7.9}_{7.2}$ Photonen bei einer mittleren Photonenergie von $E_\gamma = (1049 \pm 12)$MeV gemessen. Die beobachteten Photonenergien differieren nur um 27 MeV oder unter alleiniger Berücksichtigung der statistischen Energieunsicherheiten um 1.6 Standardabweichungen. Die systematische Unsicherheit der Energiemessung ist in beiden Fällen nahezu gleich. Faßt man die beiden unabhängigen Ergebnisse zusammen, so beträgt die statistische Signifikanz dieser Überhöhung 4.9 Standardabweichungen. Die Wahrscheinlichkeit, eine positive statistische Fluktuation von mindestens 4.9 Standardabweichungen zu finden, ist bei normal verteilten Zählraten kleiner als $10^{-6}$. Diese Daten geben daher einen Hinweis auf die Existenz eines neuen Teilchens, $\varsigma$ genannt. Es wird angenommen, daß die beobachtete Linie aus einem radiativen Zerfall des $\Upsilon(1S)$-Mesons in das $\varsigma$-Teilchen stammt. Für das Produkt der Verzweigungsverhältnisse $B(\Upsilon(1S) \to \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \to Hadronen)$ gilt :

$$B(\Upsilon(1S) \to \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \to Hadronen) = \frac{N_\gamma}{\epsilon_{\gamma X} \cdot N_\Upsilon} \tag{37}$$

$N_\gamma$ : Anzahl der in der Überhöhung beobachteten Photonen

$\epsilon_{\gamma X}$ : Nachweiswahrscheinlichkeit für den Zerfall $\Upsilon(1S) \to \gamma\varsigma \to \gamma + Hadronen$

$N_\Upsilon$ : Anzahl erzeugter $\Upsilon(1S)$-Mesonen

Bei der Berechnung der Akzeptanz $\epsilon_{\gamma X}$ wurden zwei Annahmen über das $\varsigma$-Teilchen gemacht. Es soll Spin 0 haben, d.h. für die Winkelverteilung der Photonen gilt $\frac{dN_\gamma}{d\cos\theta} \sim 1 + \cos^2\theta$. Außerdem wird angenommen, daß die hadronischen Zerfälle des $\varsigma$-Teilchens hauptsächlich Zerfälle in $q\bar{q}$-Paare oder Zerfälle in zwei Gluonen sind. Mit diesen Annahmen ergeben sich aus dem hadronischen Datensample folgende Parameter für das $\varsigma$-Teilchen :

$$\begin{aligned} m(\varsigma) &= (8315 \pm 12 \pm 22)\text{MeV}/c^2 \\ B(\Upsilon(1S) \to \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \to Hadronen) &= (5.0 \pm 1.4 \pm 1.9) \cdot 10^{-3} \end{aligned} \tag{38}$$

Bei einer Analyse der auf der $\Upsilon(2S)$-Resonanz genommenen hadronischen Ereignisse konnte der direkte Zerfall des $\Upsilon(2S)$-Mesons in das $\varsigma$-Teilchen nicht nachgewiesen werden. Für die Anzahl der beobachten Photonen bei der erwarteten Energie von $E_\gamma = (1560 \pm 30)$ MeV gilt $N_\gamma < 40$ mit einer Wahrscheinlichkeit von 90%. Hieraus ergibt sich nach Gleichung 37 eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis von :

$$B(\Upsilon(2S) \to \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \to Hadronen) < 0.9 \cdot 10^{-3} \quad (90\%\ \text{C.L.}) \tag{39}$$

Bei Berechnung der oberen Grenze ist die Unsicherheit in der Anzahl der erzeugten $\Upsilon(2S)$-Mesonen und in der Akzeptanz für Photonen ($\epsilon_{\gamma\chi}(1530MeV) = 0.23 \pm 0.07$) nicht berücksichtigt. Diese Unsicherheiten ergeben einen systematischen Fehler von $0.3 \cdot 10^{-3}$ an dieser oberen Grenze. Für das Verhältnis der auf der $\Upsilon(2S)$- und der $\Upsilon(1S)$-Resonanz gemessenen Verzweigungsverhältnisse gilt :

$$r = \frac{B(\Upsilon(2S) \to \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \to Hadronen)}{B(\Upsilon(1S) \to \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \to Hadronen)} = \frac{B(\Upsilon(2S) \to \gamma\varsigma)}{B(\Upsilon(1S) \to \gamma\varsigma)} \tag{40}$$

In diesem Verhältnis fällt das unbekannte Verzweigungsverhältnis $B(\varsigma \to Hadronen)$ heraus. Zusätzlich sind die systematischen Fehler an der Akzeptanz $\epsilon_{\gamma\chi}$ gleich. Es bleibt nur die Unsicherheit des Verhältnisses der Akzeptanz bei $E_\gamma = 1070$ MeV zu der Akzeptanz bei $E_\gamma = 1530$ MeV. Diese Unsicherheit wird quadratisch zu den übrigen Unsicherheiten, d.h. den jeweiligen Fehlern der Anzahl der gemessenen Photonen und den Fehlern der Anzahl erzeugter $\Upsilon(1S)$- und $\Upsilon(2S)$-Mesonen, addiert. Für das Verhältnis $r$ ergibt sich eine obere Grenze von :

$$r < 0.28 \quad (90\%\ \text{C.L.}) \tag{41}$$

Das Energiespektrum von Photonen aus hadronischen $\Upsilon(1S)$-Zerfällen wird auf weitere Strukturen hin untersucht. Man stellt die Hypothese, bei einer festen Energie $\overline{E}$ sei ein Signal zu beobachten. Um Amplitude und Signifikanz dieses Signals zu ermitteln, wird das Energiespektrum lokal durch ein Legendrepolynom zweiten Grades plus einer Gaußkurve bei der Energie $\overline{E}$ beschrieben. Die Breite $\sigma(\overline{E})$ der Gaußkurve wird durch die Energieauflösung festgelegt. Angepaßt wird der Energiebereich von $\overline{E} \pm 15\sigma(\overline{E})$. Aufgrund statistischer Schwankungen der Zählrate kann die Amplitude auch negative Werte annehmen. Die Signifikanz der hypothetischen Struktur ist das Verhältnis aus gemessener Amplitude zu statistischer Unsicherheit der Amplitude. Zur Untersuchung des hier analysierten Energiebereichs 500 - 2000 MeV wird die Energie $\overline{E}$ der Gaußkurve über diesen Bereich in Schritten von $\frac{1}{4}\sigma(\overline{E})$

variiert. Im Energiebereich 500 - 2000 MeV werden keine weiteren Strukturen mit einer Signifikanz von mehr als 2.5 Standardabweichungen gefunden (siehe Bild 34). Aus den gemessenen Amplituden und den statistischen Unsicherheiten wird nach der in Anhang XII.3 beschriebenen Methode für jede Energie $\overline{E}$ eine obere Grenze für die Anzahl der Photonen im hypothetischen Signal bestimmt. Hieraus ergibt sich nach Gleichung 37 eine obere Grenze für das Produkt der Verzweigungsverhältnisse $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma X) \cdot B(X \rightarrow Hadronen)$. Diese obere Grenze ist in Abbildung 35 für einen Confidence Level (C.L.) von 90% gezeigt.

In einer Vielzahl von Veröffentlichungen wurde versucht, das $\varsigma$-Teilchen in bestehende Modelle einzuordnen. Im folgenden wird nur ein Teil dieser Modelle angesprochen. Die angegebenen Referenzen beziehen sich nur auf die erwähnten Modelle und sind selbst für diese Modelle aufgrund der großen Zahl von Veröffentlichungen unvollständig.

Erwartet wird der Zerfall des $\Upsilon(1S)$-Mesons in das $\eta_b$-Meson, d.h. in den Grundzustand des Bottomoniums. In den meisten Potentialmodellen hat das $\eta_b$-Meson eine Masse von etwa 9.40 GeV/$c^2$, d.h. der Unterschied der Massen des $\eta_b$- und $\Upsilon(1S)$-Mesons ist meist kleiner als etwa 100 MeV/$c^2$. Die in diesen Potentialmodellen berechneten Massen bekannter Zustände des Bottomoniums stimmen mit den gemessenen Massen gut überein [39]. Im Charmonium beträgt der Massenunterschied $m(J/\psi) - m(\eta_c)$ ebenfalls nur 116 MeV/$c^2$ [50]. Es ist daher unwahrscheinlich, daß das $\varsigma$-Teilchen mit dem $\eta_b$-Meson identifiziert werden kann. Es gibt jedoch ein Modell, in dem versucht wird, das $\varsigma$-Teilchen durch ein modifiziertes Quark-Antiquark Potential als $\eta_b$-Meson zu interpretieren [51].

Die Meßergebnisse können durch das vom Standardmodell der schwachen Wechselwirkung geforderte Higgs-Teilchen nicht erklärt werden. Nach Gleichung 1 erwartet man für den Zerfall des $\Upsilon(1S)$-Mesons ein Higgs mit einer Masse von 8.3 GeV/$c^2$ ein Verzweigungsverhältnis von $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma H^\circ(8.3GeV)) \approx 6 \cdot 10^{-5}$. Das Verzweigungsverhältnis der $\Upsilon(2S)$-Resonanz in ein Higgs dieser Masse ist $B(\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma H^\circ(8.3GeV)) \approx 5 \cdot 10^{-5}$. Für das Verhältnis $r$ wird ein Wert von $r \approx 0.9$ erwartet. Auch dieser Wert steht im Widerspruch zu der gemessenen oberen Grenze.
Es gibt jedoch Modelle der elektroschwachen Wechselwirkung mit mehr als einem Higgs [52]. Diese Modelle können das große, gemessene Verzweigungsverhältnis mit Hilfe eines zusätzlichen freien Parameters beschreiben. Als Schwierigkeit bleibt in diesen Modellen bestehen, warum der Zerfall des $\Upsilon(2S)$-Mesons in das $\varsigma$-Teilchen nicht beobachtet wird.

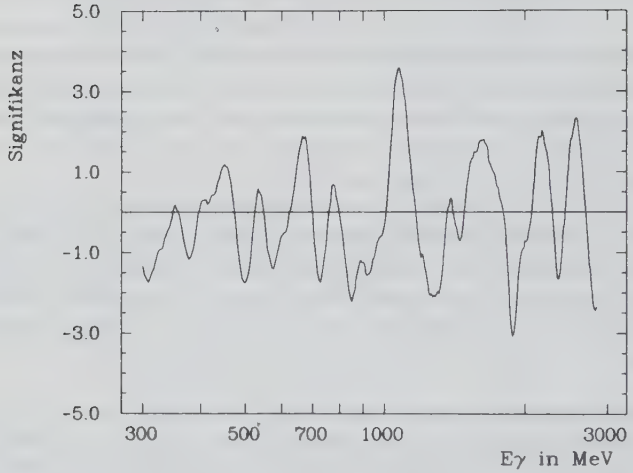



Abbildung 34 : *Signifikanz einer hypothetischen Struktur im Energiespektrum von Photonen als Funktion der Photonenergie.*

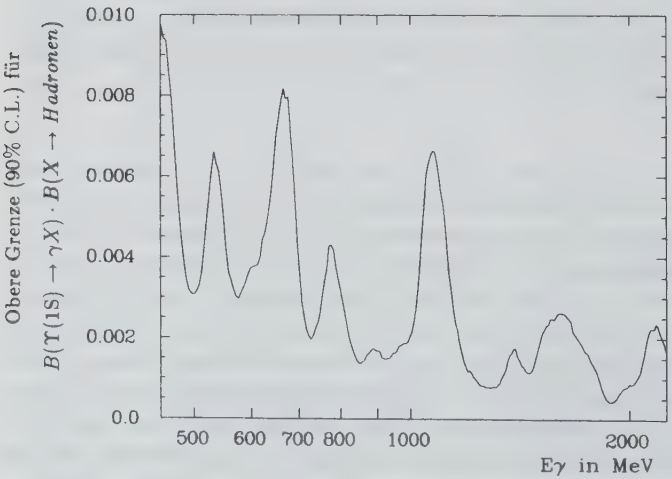



Abbildung 35 : *Obere Grenze (90% C.L.) für das Produkt der Verzweigungsverhältnisses $B(\Upsilon(1S) \to \gamma X) \cdot B(X \to Hadronen)$ als Funktion der Energie des Photons.*

In einem Modell wird das $\varsigma$-Teilchen als Gluonenball interpretiert [53]. Das $\varsigma$-Teilchen soll der leichteste aller Gluonenbälle mit $J^{PC} = 0^{-+}$ sein. Die Wellenfunktion dieses Gluonenballes enthält kleine Beimischungen von $q\bar{q}$. Durch Mischung mit dem $\eta_b$-Meson kann dieses Modell sowohl das gemessene Verzweigungsverhältnis $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma)$ als auch die obere Grenze für $r = \frac{B(\Upsilon(2S)\rightarrow\gamma\varsigma)}{B(\Upsilon(1S)\rightarrow\gamma\varsigma)}$ erklären. Die in diesem Modell geforderten großen Massen der Gluonenbälle stehen jedoch im Widerspruch zu fast allen Abschätzungen der Massen der leichtesten Gluonenbälle [12].

Es wurde auch vorgeschlagen, das $\varsigma$-Teilchen als einen Gluinoball (s. Kap. II.4) aufzufassen [54]. Das für den Zerfall $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma, \varsigma = 1^1S_o(\tilde{g}\tilde{g})$ vorhergesagte Verzweigungsverhältnis ist mit $\approx 1 \cdot 10^{-4}$ [22] deutlich kleiner als der gemessene Wert. Man erhält jedoch Übereinstimmung mit dem gemessenen Verzweigungsverhältnis und der oberen Grenze für das Verhältnis $r$, wenn man annimmt, daß das $\varsigma$ ein $1^3P_o$ oder $1^3P_2$ Gluinoball mit einer kleinen Beimischung von $b\bar{b}$ in der Wellenfunktion ist [54].

Ein weiteres Modell beschreibt das $\varsigma$-Teilchen als $1^1S_o$-Grundzustand mit $J^{PC} = 0^{++}$ eines Systems gebundener Zustände aus einem skalaren Quark und seinem skalaren Antiquark ($\sigma\bar{\sigma}$) [55]. Das skalare Quark $\sigma$ hat die Eigenschaften eines Squarks der Supersymmetrie, diese Zuordnung ist jedoch in diesem Modell nicht notwendig. Wegen der Farbladung ist die Wechselwirkung zwischen $\sigma$ und $\bar{\sigma}$ analog der zwischen Quark und Antiquark. Das $\sigma\bar{\sigma}$-System kann durch ein Potentialmodell analog dem Charmonium oder Bottomonium beschrieben werden. Aus der Masse des $1^1S_o$ Grundzustands werden mit Hilfe eines Potentialmodell die Massen aller übrigen gebundenen $\sigma\bar{\sigma}$-Zustände berechnet. Die Masse des $3^1P_1$-Zustands mit $J^{PC} = 1^{--}$ ergibt sich zu $M(3P) = (9.41 \pm 0.06)\ \mathrm{GeV/c^2}$. Dieser Zustand liegt sehr nahe der Masse der $\Upsilon(1S)$-Resonanz. Aufgrund der Energieunschärfe $\sigma(E)$ der am Speicherring eingestellten Schwerpunktsenergie von $\sigma(E) \approx 8$ MeV[1] wird dann bei der Datennahme auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz auch dieser Zustand erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung des 3P-Zustands bei der Schwerpunktsenergie von 9.46 GeV hängt stark von der Masse des 3P-Zustands ab. Der Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch eine mit Strahlungskorrekturen versehene Breit-Wigner-Resonanzkurve, gefaltet mit einer Gausskurve für die Energieauflösung des Speicherrings. Die leptonische Breite $\Gamma_{ee}$ des 3P-Zustands ist sehr klein ($\approx 30eV$), der bei DORIS beobachtbare Anstieg des hadronischen Wirkungsquerschnitts soll im Maximum der Resonanz nur etwa $0.2\sigma_{\mu\mu}$ betragen. Der beobachtete Übergang ist der erlaubte E1-Übergang des 3P-

[1] Dies ist die Energieunschärfe des Speicherrings DORIS bei einer Schwerpunktsenergie von 9.46 GeV.

Zustands in den $1S(\sigma\bar{\sigma})$-Zustand. Die Anzahl der beobachteten Photonen aus dem Zerfall $3P(\sigma\bar{\sigma}) \rightarrow \gamma\varsigma$ ist in diesem Modell gegeben durch :

$$N_\gamma = \epsilon_{\gamma X} \cdot \sigma(e^+e^- \rightarrow 3P(\sigma\bar{\sigma})) \cdot \mathcal{L} \cdot B(3P(\sigma\bar{\sigma}) \rightarrow \gamma\varsigma) \qquad (42)$$

Aus der Anzahl der beobachteten Photonen $N_\gamma$, der Akzeptanz $\epsilon_{\gamma X}$ und der integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ erhält man für das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow 3P(\sigma\bar{\sigma})) \cdot B(3P(\sigma\bar{\sigma}) \rightarrow \gamma\varsigma) = (4.1 \pm 1.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-2} nb. \qquad (43)$$

Die Autoren von Referenz [55] berechnen nicht diesen Wert, sondern geben das scheinbare Verzweigungsverhältnis $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma 1S(\sigma\bar{\sigma}))$ an. Das angebene scheinbare Verzweigungsverhältnis stimmt mit dem gemessenen Wert überein. Zusätzlich zum Übergang in den $1S(\sigma\bar{\sigma})$-Zustand werden in diesem Modell Übergänge in den $2^1S_o(\sigma\bar{\sigma})$-Zustand ($E_\gamma \approx 0.52$ GeV) und in den $3^1S_o(\sigma\bar{\sigma})$-Zustand ($E_\gamma$ =0.18 GeV) mit etwa gleichen Raten vorhergesagt. Die $\Upsilon(2S)$-Resonanz liegt oberhalb der Schwelle für gebundene $\sigma\bar{\sigma}$-Zustände. Es wird daher nicht erwartet, im Datensample der $\Upsilon(2S)$-Resonanz einen direkten Zerfall in den $1S(\sigma\bar{\sigma})$-Zustand zu beobachten. Die bei $\Upsilon(2S)$-Zerfällen entstehenden $\Upsilon(1S)$-Mesonen zerfallen nur mit sehr kleinem Verzweigungsverhältnis in den $1S(\sigma\bar{\sigma})$-Zustand. Im Rahmen dieses Modells erwartet man daher keinen meßbaren Anteil von $\Upsilon(2S)$-Zerfällen in das $\varsigma$-Teilchen.

# IX. Analyse der 1984 genommen Daten

Die 1983 gefundenen Anzeichen für die Existenz des $\zeta$-Teilchens sollten durch zusätzliche Daten auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz überprüft werden. Es wurden 1984 auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz Daten entsprechend einer integrierten Luminosität von $22.6pb^{-1}$ gewonnen. Das neue Datensample ist damit etwa doppelt so groß wie das 1983 genommene (siehe auch Tabelle 3). Diese Daten werden analog den 1983 genommenen Daten analysiert. Das Energiespektrum der selektierten Photonen ist in Abbildung 36a und der Energiebereich von 500 2000 MeV in Abbildung 36b gezeigt. Man erkennt, daß diese Daten das zuvor gefundene Signal nicht bestätigen. Es gab jedoch bei der Datennahme einige Probleme, die zum Teil durch "Verbesserungen" des Detektors hervorgerufen wurden. Durch einige Tests wird ausgeschlossen, daß das Fehlen des Signals bei $E_\gamma = 1076$ MeV auf ein Fehlverhalten des Detektors zurückgeführt werden kann.

## IX.1 Probleme in den 1984 gewonnenen Daten

Mitte 1984 wurde die äußerste Driftkammer ausgewechselt. Gleichzeitig wurde zur Verbesserung des Nachweises geladener Teilchen eine vierte Driftkammer installiert. Die Datennahmeprogramme auf dem Experimentrechner sowie die Programme zur Analyse der Kammerdaten mußten dieser Veränderung angepaßt werden. Durch einen Programmierfehler bei der Anpassung der Datennahmeprogramme wurden zeitweise die im Rechner gespeicherten Werte für das Pedestal (siehe Kap. V.3 und V.4) überschrieben. Als Folge davon wurden zu Beginn der Datennahme für einen Teil der Kristalle Energien unter einigen MeV nicht gespeichert. Etwa $3pb^{-1}$ der Daten sind von diesem Problem betroffen. Die Auswirkungen auf Photonen mit Energien über 500 MeV sind vernachlässigbar.

Ein weiteres Problem für die ersten $8pb^{-1}$ der Daten entsteht aus Nichtlinearitäten bei der Digitalisierung der Pulshöhen aus den Driftkammern. Da die Eichkurve nicht mehr monoton ist, können die korrekten Pulshöhen nicht aus den gemessenen Pulshöhen berechnet werden. Es ergibt sich eine deutliche Verschlechterung der z-Auflösung der einzelnen Kammern. Die Bedingungen, unter denen eine Spur geladen genannt wird, können bei vier Doppellagen mit hoher Ansprechwahrscheinlichkeit schärfer gefaßt werden als bei drei Doppellagen mit teilweise niedriger Ansprechwahrscheinlichkeit [56]. Die Unterscheidung neutraler und geladener Teilchen wird daher durch diese Nichtlinearität wenig beeinflußt.

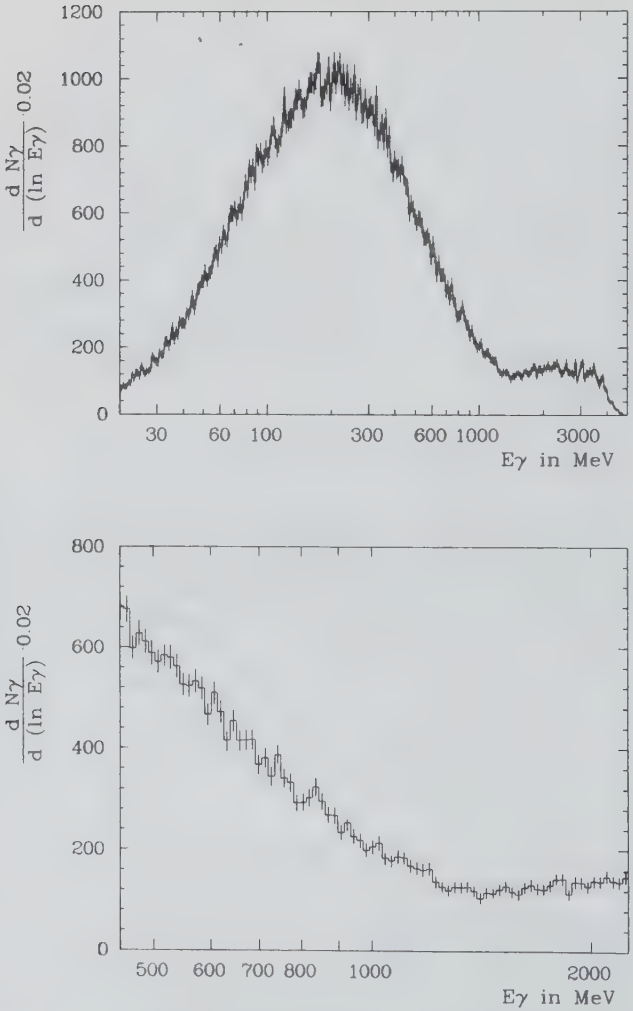



Abbildung 36a : *Das aus den 1984 genommenen Daten gewonnene Energiespektrum von Photonen.*

b : *Hochenergetischer Teil dieses Spektrums.*

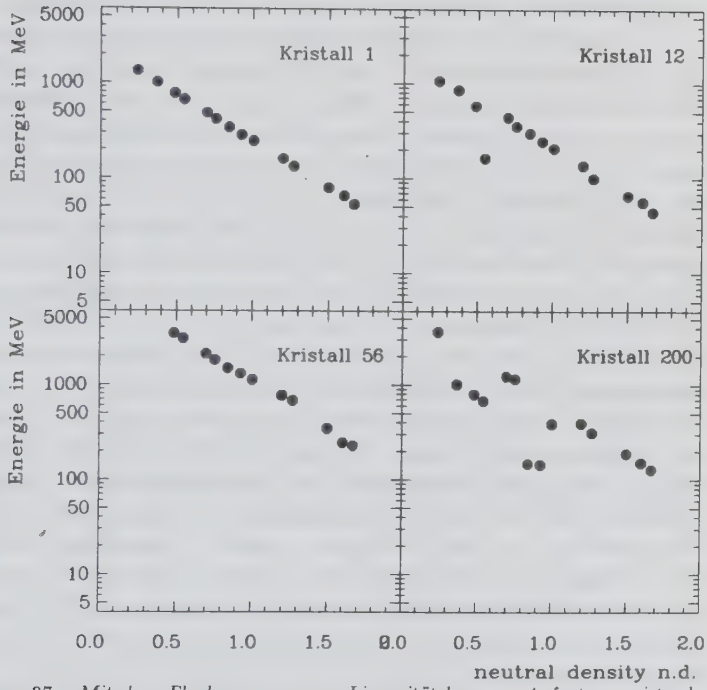



Abbildung 37 : *Mit dem Flasher gemessene Linearitätskurven. Aufgetragen ist nd., d.h. der Logarithmus der Abschwächung der Intensität des Lichts, gegen die im Kristall gemessene Energie.*

Während die ersten beiden Probleme während der Datennahme bemerkt und behoben wurden, fand man Nichtlinearitäten bei der Messung der in den Kristallen deponierten Energie erst nach Ende der Datennahme. Aufgrund von Unregelmäßigkeiten wurde im Frühjahr 1985 mit dem Flasher die Linearität des Systems aus Photovervielfacher und Elektronik überprüft. Zur Kontrolle der Linearität wird die vom Flasher eingestrahlte Lichtmenge durch Auswechseln des abschwächenden Graufilters variiert (siehe Kap. IV.5). Bei jeder Filtereinstellung werden etwa 100 Ereignisse (Lichtblitze) erzeugt. Die in jedem Kristall (Photovervielfacher) gemessenen Energien (Lichtmengen) werden über diese 100 Ereignisse gemittelt. Die gemittelten

Energien trägt man gegen die "neutral density" $nd$ des jeweiligen Graufilters auf. Die "neutral density" ist der dekadische Logarithmus der Abschwächung der Lichtintensität (s. Kap. IV.5). Trägt man den Logarithmus der gemessenen Energie gegen die "neutral density" auf, so liegen bei linearem Verhalten alle Meßpunkte auf einer Geraden mit fester Steigung. Für einige Kristalle sind die gemessenen Kurven in Abbildung 37 gezeigt. Man erkennt, daß es bei manchen Kristallen deutliche Abweichungen vom linearen Verhalten gibt, bei anderen sind die Abweichungen wesentlich geringer. Ursache dieser Nichtlinearitäten ist die settling time (siehe Kap. IV.4), die man 1984 vor Beginn der $\Upsilon(1S)$-Datennahme von $10\mu s$ auf $5\mu s$ verkürzte. Weiterhin zeigt sich, daß das Verhalten der Elektronik stark von der Charakteristik einzelner elektronischer Elemente abhängt. Nach der $\Upsilon(1S)$-Datennahme 1984 war ein großer Teil von FET-Schaltern ausgewechselt worden. Es muß daher geklärt werden, ob die 1985 gefundenen Nichtlinearitäten bereits während der Datennahme auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz 1984 auftraten oder ob sie nur durch den Austausch der FET-Schalter hervorgerufen wurden. Die gefundenen Nichtlinearitäten sollten sich auch in der Verteilung der in einem Kristall gemessenen Energien zeigen. Es wird für jeden Kristall die Verteilung der bei Bhabha-Streuungen gemessenen Energien bestimmt. Die ermittelten Energieverteilungen von 1983 und 1984 werden verglichen. Man findet bei 15% aller Kristalle deutliche Unregelmäßigkeiten [57]. Jedoch können mehr Kristalle betroffen sein, da diese Methode nur auf starke Abweichungen vom linearen Verhalten empfindlich ist. Insbesondere ist bei Kristallen unter großem Streuwinkel die Zählrate klein, so daß Unregelmäßigkeiten von statistischen Schwankungen verdeckt werden. Tatsächlich findet man mit dieser Methode mehr nichtlineare Kristalle unter kleinem Streuwinkel.

Die Auswirkungen der Nichtlinearitäten werden mit MC-Methoden abgeschätzt. Die Elektronik wurde hierfür soweit als möglich in den Zustand von Herbst 1984 zurückversetzt. Für die Simulation wird aus den gemessenen Linearitätskurven die Eichkurve jedes Kristalls bestimmt. Hierzu muß die vom Flasher eingestrahlte Lichtmenge in eine Energie $E_{ein}$ umgerechnet werden. Dies wird mit Hilfe der Punkte, für die der Kristall ein lineares Verhalten zeigt, durchgeführt. Für diese Punkte gilt :

$$E_{gemessen} = E_{ein} = E_o \cdot 10^{-nd}$$

oder (44)

$$\log E_{gemessen} = \log E_{ein} = \log E_o - nd$$

Anpassung einer Geraden an die Meßwerte liefert die Unbekannte $\log E_o$. Für diesen Kristall kann nun durch Umrechnung der eingestrahlten Lichtintensität in Energie

nach (44) die Eichkurve rekonstruiert werden. Zwischen den gemessenen Punkten wird linear interpoliert. Da die Meßpunkte nicht sehr dicht liegen, wird die rekonstruierte Eichkurve nur grob mit der wirklichen übereinstimmen. Die Auswirkungen der nichtlinearen Digitalisierung werden mit diesen Eichkurven und den Monte-Carlo Ereignissen, aus denen in Kap. VIII.4 die Akzeptanz für Photonen bestimmt wurde, untersucht. Die Energie jedes Kristalls wird nach der jeweiligen Eichkurve umgerechnet. Anschließend wird das Ereignis neu analysiert. Aus dem Energiespektrum von Photonen dieser Ereignisse wird analog zu Kap. VIII.4 die Amplitude der jeweiligen Linie bestimmt. Zuerst wird kontrolliert, ob die Nichtlinearitäten die Energieauflösung für Photonen verschlechtern. Hierzu wird bei der Anpassung der Spektren der Parameter für die Energieauflösung variiert. Mittelt man über die untersuchten Energien (500, 800, 1050, 1400, 1700, 2000 MeV), so ergibt sich eine geringe Verschlechterung der Energieauflösung um $(4 \pm 4)\%$. Gleichzeitig findet man etwa $(5 \pm 3)\%$ weniger Photonen. Für Photonen mit einer Energie von $\approx 1$ GeV findet man keine Verschlechterung der Energieauflösung ($(-2 \pm 8)\%$), die Akzeptanz für Photonen nimmt um $(10 \pm 7)\%$ ab. Da sich keine deutliche Verringerung der Energieauflösung feststellen läßt, wird diese bei der Anpassung konstant gehalten. Für Photonen bei etwa 1 GeV findet man eine Abnahme der Akzeptanz um $(10 \pm 5)\%$. Gemittelt über alle untersuchten Energien wird die Akzeptanz um $(7 \pm 2)\%$ kleiner.

Die Linearitätskurven wurden zusätzlich auf eine zweite Art gemessen. Ein Ladungsimpuls wird direkt auf die Eingänge aller Integrate and Hold Module (s. Kap. IV.4) gegeben. Durch Variation der Ladung wird die Kennlinie aller I&H-Module gemessen. Analog der eben beschriebenen Weise wird die Eichkurve jedes Kristalls bestimmt. Eine genaue Beschreibung dieser "Charge Injection" Untersuchungen wird in Referenz [58] gegeben. Diese Eichkurven sind wesentlich genauer als die mit dem Flasher gewonnenen, da die Meßpunkte dichter liegen. Die Auswirkung dieser Eichkurven auf die Akzeptanz für Photonen wird analog dem obigen Verfahren untersucht. Variiert man wieder die Energieauflösung, so ergibt sich, gemittelt über die untersuchten Energien, eine Verbreiterung der Linien um $(10 \pm 4)\%$, bei 1 GeV Photonenenergie um $(15 \pm 10)\%$. Die Akzeptanz ist hier nahezu konstant, d.h. sie nimmt nur um $(1 \pm 3)\%$ bzw. $(1 \pm 7)\%$ bei 1 GeV ab. Führt man diese Anpassung mit unveränderter Auflösung durch, so nimmt die Akzeptanz um $(5 \pm 2)\%$, gemittelt über alle Energien, bzw. um $(8 \pm 5)\%$ bei 1 GeV ab.

Bei beiden Simulationen findet man nur geringe Auswirkungen der Nichtlinearitäten auf die Akzeptanz und auf die Energieauflösung für Photonen. Innerhalb

der statistischen Unsicherheiten stimmen beide Simulationen überein.
Die Akzeptanz für Photonen wird für die Analyse der 1984 genommenen Daten auf diese Ineffizienz korrigiert. Als konservativer Wert wird die aus den Flasher Daten ermittelte Reduktion der Akzeptanz um 10% benutzt. Bei einer Photonenergie von etwa 1 GeV nimmt die Akzeptanz $\epsilon_{\gamma X}$ von $(19 \pm 7)\%$ auf $(17 \pm 7)\%$ ab.

## IX.2 Überprüfung der Qualität der neuen Daten

Es soll gezeigt werden, daß das Fehlen des Signals in den 1984 genommenen Daten nicht durch ein Fehlverhalten des Detektors erklärt werden kann.

Der erste, recht einfache Vergleich der Daten von 1983 und 1984 prüft, ob die Anzahl der pro Ereignis gefundenen Photonen für die beiden Datensätze übereinstimmt. Für jedes Bin der Energiespektren bildet man aus den beiden Datensätzen das Verhältnis der Anzahl gefundener Photonen und dividiert es durch das Verhältnis der Anzahl analysierter Ereignisse. Das Ergebnis ist in Bild 38 gezeigt. Unabhängig von der Photonenergie hat man in beiden Datensätzen etwa gleich viele Photonen. Im Energiebereich 500 – 2000 MeV beträgt das Verhältnis der 1984 gefundenen Zahl von Photonen pro hadronischem Ereignis zu der 1983 gefundenen Zahl (1.026±0.014), d.h. man findet keine signifikante Differenz in der Anzahl der pro hadronischem Ereignis gefundenen Photonen.

Ebenso wichtig wie eine gleichbleibende Akzeptanz ist, daß die absolute Energieeichung und Energieauflösung in beiden Datensätzen übereinstimmt. Dies soll mit Hilfe der Photonen, die aus dem Zerfall eines $\pi^0$- oder $\eta$-Mesons stammen, überprüft werden. Zur Auswertung des $\pi^0$-Signals muß in der Photonselektion der Schnitt gegen Photonen, die mit einem zweiten Photon zu einem $\pi^0$-Meson rekonstruiert werden können, fallengelassen werden. In jedem Ereignis werden alle Paare von Photonen gebildet. Für jedes Paar wird die invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ nach

$$m_{\gamma\gamma}^2 = (\underline{p}_i + \underline{p}_j)^2 = 2E_iE_j(1 - \cos\theta_{ij}) \qquad (45)$$

$\underline{p}_i, \underline{p}_j$ : Viererimpuls des Photons i, j

$E_i, E_j$ : Energie des Photons i, j

$\theta_{ij}$ : Winkel zwischen den Flugrichtungen der Photonen i und j

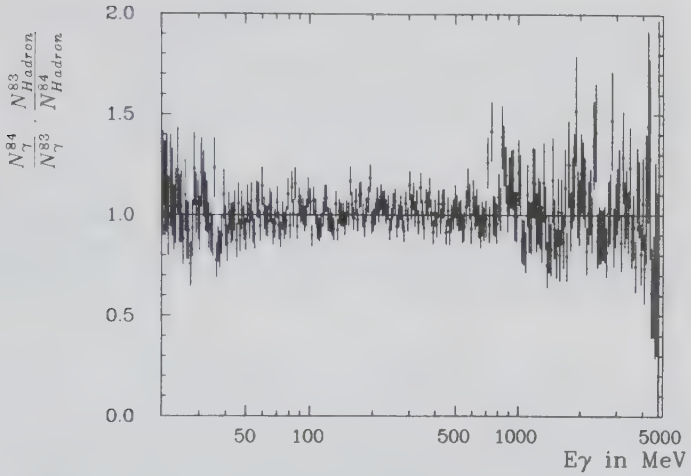



Abbildung 38 : *Verhältnis der Anzahl der 1984 pro Ereignis gefundenen Photonen zu der Anzahl der 1983 pro Ereignis gefundenen Photonen als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$. Bei Werten größer 1 wurden 1984 mehr Photonen gefunden als 1983.*

berechnet. Zunächst werden nur Photonen mit einer Energie kleiner 500 MeV betrachtet, da diese von den Nichtlinearitäten der Energiemessung nicht betroffen sind. Der erste Teil der Daten von 1984, 1984A genannt, mit dem Problem der überschriebenen Pedestalinformationen und der schlechten z-Auflösung der Kammern wird getrennt analysiert. Damit soll gezeigt werden, daß diese Probleme keine merkbaren Auswirkungen auf die Akzeptanz für Photonen haben. Aus der Verteilung der invarianten Masse $m_{\gamma\gamma}$ jedes Datensamples 1983, 1984A und dem zweiten Teil der Daten von 1984, 1984B genannt, - wird durch Anpassung einer Gaußkurve plus einem glatten Untergrund die Lage, Breite und Amplitude der $\pi^\circ$-Resonanz bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7 zusammengefaßt. Die gemessene Masse der $\pi^\circ$-Resonanz hängt von der Energiekalibration ab. Die in den drei Perioden gemessenen Werte der $\pi^\circ$-Masse stimmen gut überein. Man mißt jedoch systematisch eine um 3 MeV zu niedrige Masse für das $\pi^\circ$-Meson. Die Ursache hierfür liegt im bekannten systematischem Fehler der Energiekalibration für Photonen mit Energien unter 500 MeV (s. Kap. V.3).

| Datensample | $\pi^\circ$-Masse in MeV | Breite in MeV | $N_{\pi^\circ}$ /(1000 Ereignisse) |
|---|---|---|---|
| 1983 | $132.3 \pm 0.3$ | $9.7 \pm 0.3$ | $38.7 \pm 1.2$ |
| 1984A | $131.5 \pm 0.3$ | $9.7 \pm 0.4$ | $37.5 \pm 1.4$ |
| 1984B | $132.0 \pm 0.2$ | $9.2 \pm 0.2$ | $38.7 \pm 1.1$ |

Tabelle 7 : *Ergebnisse aus der Verteilung der invarianten Masse von je zwei Photonen mit Energien unter 500 MeV. Die gemessene Masse und Breite der $\pi^\circ$-Resonanz und die Anzahl der pro Ereignis gefundenen $\pi^\circ$-Mesonen stimmen 1983 und 1984 gut überein.*

Die gemessene Breite der $\pi^\circ$-Resonanz hängt neben dem Winkelauflösungsvermögen von der Energieauflösung für Photonen ab; die natürliche Linienbreite der $\pi^\circ$-Resonanz von etwa 8 eV [50] ist verglichen mit der gemessenen Breite von etwa 10 MeV zu vernachlässigen. Die für die verschiedenen Datensamples ermittelten Breiten der $\pi^\circ$-Resonanz stimmen innerhalb der Fehler gut überein. Bei einer angenommenen Verschlechterung der Energieauflösung von 2.7% auf 3.0, 3.5, 4.0, bzw. 4.5 % verbreitert sich die gemessene Breite der $\pi^\circ$-Resonanz um 0.25, 0.5, 1.0, 1.5 MeV. Hierbei wurde das Winkelauflösungsvermögen als konstant angenommen.
Die aus der Amplitude ermittelte Anzahl der pro Ereignis gefundenen $\pi^\circ$-Mesonen hängt quadratisch von der Akzeptanz für Photonen ab, da pro $\pi^\circ$-Meson zwei Photonen gefunden werden müssen. Man findet relativ zu der Akzeptanz für die 1983 genommenen Daten für 1984A eine Akzeptanz von $0.98 \pm 0.02$ und für 1984B von $1.00 \pm 0.02$. Damit ist gezeigt, daß die Akzeptanz für Photonen mit Energien unter 500 MeV für alle Datensamples besser als auf absolut 1% konstant ist.

Die nur im ersten Teil der Daten von 1984 vorhandenen Probleme haben offenbar keine Auswirkung auf die Akzeptanz und Energieauflösung für Photonen unter 500 MeV. Aufgrund der überschriebenen Pedestalinformationen wurden Energien unter einigen MeV für einen Teil der Kristalle nicht abgespeichert. Dies sollte im wesentlichen die Energieauflösung für Photonen niedriger Energie verschlechtern. Für die hier untersuchten Photonen mit Energien unter 500 MeV ist dieser Effekt nicht nachweisbar. Für Photonen höherer Energie kann daher eine Verschlechterung der Energieauflösung aufgrund dieses Problems ausgeschlossen werden. Die schlechte z-Auflösung der Kammern wirkt sich unabhängig von der Photonenergie auf die Ak-

| $E_{\gamma 1}$ in MeV | gemessene Masse in MeV | | $N_{\pi^\circ}/(1000$ Ereignisse) | | $\frac{N^{84}_{\pi^\circ}}{N^{83}_{\pi^\circ}} \cdot \frac{N^{83}_{Hadron}}{N^{84}_{Hadron}}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| | 1983 | 1984 | 1983 | 1984 | |
| 40 - 500 | 132.3±0.3 | 131.8±0.2 | 37.8±1.0 | 39.0±0.7 | 0.97±0.03 |
| 500 - 700 | 135.3±0.9 | 134.9±0.6 | 3.0±0.2 | 2.8±0.1 | 0.91±0.08 |
| 700 - 900 | 135±3 | 136.8±1.2 | 0.7±0.1 | 0.9±0.1 | 1.3±0.3 |
| 900 - 1100 | 133 ±2 | 139±3 | 0.5±0.1 | 0.23±0.07 | 0.4±0.2 |
| 1100 - 1300 | 138 ±6 | 135 ±4 | 0.11±0.06 | 0.14±0.05 | 1.3±0.9 |

Tabelle 8 : *Vergleich der Daten von 1982/83 und 1984 anhand des $\pi^\circ$-Signals.*

zeptanz für alle Photonen gleich aus. Da bei niederenergetischen Photonen keine Abnahme der Akzeptanz gefunden wird, kann auch für hochenergetische Photonen eine durch die schlechte z-Auflösung der Driftkammern verursachte Änderung der Akzeptanz ausgeschlossen werden.

Nun soll überprüft werden, ob sich für Photonen mit Energien über 500 MeV Unterschiede zwischen den Daten von 1983 und 1984 feststellen lassen. Die Unterteilung der Daten von 1984 wird aufgegeben, da bereits gezeigt ist, daß die Probleme im ersten Teil der Daten von 1984 keinen Einfluß auf die Akzeptanz für Photonen haben. Es werden wieder die Verteilungen der invarianten Photon-Photon Masse $m_{\gamma\gamma}$ betrachtet. Es wird nun gefordert, daß die Energie des höherenergetischen der beiden Photonen, $E_{\gamma 1}$ genannt, über 500 MeV beträgt, die Energie des zweiten Photons ist beliebig. Um mögliche Energieabhängigkeiten der Akzeptanz für Photonen zu untersuchen, wird der Energiebereich in Intervalle zu je 200 MeV unterteilt. Für jedes der Intervalle in der Energie des höherenergetischen Photons wird die Verteilung der invarianten Photon-Photon Masse $m_{\gamma\gamma}$ ausgewertet. Man findet ein $\pi^\circ$-Signal bis zu Photonenergien $E_{\gamma 1} \approx 1100$ MeV. Die $\pi^\circ$-Signale in jedem dieser Massenspektren sind relativ klein. Läßt man die Breite der Gaußkurve, die das $\pi^\circ$-Signal beschreibt, bei der Anpassung frei, so erhält man besonders für die Daten von 1983 stark fluktuierende Werte für die Breite der Gaußkurve. Die Breite der Gaußkurve wird daher aus etwa $2 \cdot 10^5$ Monte-Carlo Ereignissen bestimmt. Auch diese Werte zeigen deutliche Schwankungen. Die für die verschiedenen Intervalle in $E_{\gamma 1}$ erhaltenen Werte

für die Breite der Gaußkurve können durch eine Gerade gut beschrieben werden. Die Verteilungen der invarianten Photon-Photon Masse werden mit einer Gaußkurve mit der soeben ermittelten Breite, freier Position und Amplitude plus einem glatten Untergrund angepaßt. Aus dieser Anpassung erhält man für die verschiedenen Intervalle in $E_{\gamma 1}$ jeweils die Lage und Anzahl der gefundenen $\pi^{\circ}$-Mesonen. Die ermittelten Massen (s. Tabelle 8) nehmen mit zunehmender Photonenergie $E_{\gamma 1}$ zu, da zu hohen $\pi^{\circ}$-Energien hin der Öffnungswinkel der beiden Photonen kleiner wird. Bei kleinem Öffnungswinkel wird mit der Energie $E13$ die Energie der einzelnen Photonen zu groß gemessen (siehe Kap. V.4). Diese Zunahme findet man 1983 und 1984. Die Anzahl der pro Ereignis gefundenen $\pi^{\circ}$-Mesonen ist ebenfalls in Tabelle 8 angegeben.Aus dem Verhältnis der 1984 pro hadronischem Ereignis gefundenen $\pi^{\circ}$-Mesonen zu der Anzahl der 1983 pro Ereignis gefundenen $\pi^{\circ}$-Mesonen kann wieder auf das Verhältnis der Akzeptanz für Photonen 1984 zu der Akzeptanz 1983 geschlossen werden. Die Anzahl der pro Ereignis gefundenen $\pi^{\circ}$-Mesonen ist proportional dem Produkt aus der Akzeptanz für das höherenergetische Photon und der für das niederenergetische Photon. Die Energie des niederenergetischen Photons $E_{\gamma 2}$ aus einem $\pi^{\circ}$-Zerfall ist wegen kinematischer Bedingungen kleiner als 500 MeV. Es wurde bereits gezeigt, daß in diesem Energiebereich die Akzeptanz für beide Datensätze übereinstimmt. Das Verhältnis der Anzahl der pro Ereignis gefundenen $\pi^{\circ}$-Mesonen ist daher direkt proportional dem Verhältnis der Akzeptanz für Photonen 1984 zu der Akzeptanz für Photonen 1983. Die statistischen Fehler an diesen Verhältnissen sind jedoch zu groß, als daß verläßliche Aussagen über Änderungen der Akzeptanz für Photonen im untersuchten Energiebereich gemacht werden können. Der Mittelwert der gefundenen Verhältnisse $\frac{N^{84}_{\pi^{\circ}}}{N^{83}_{\pi^{\circ}}} \cdot \frac{N^{83}_{Hadron}}{N^{84}_{Hadron}} = 0.87 \pm 0.07$ deutet für 1984 auf eine Abnahme der Akzeptanz für hochenergetische Photonen hin. Der hier gefundene Wert der Abnahme der Akzeptanz für Photonen stimmt mit dem aus der Simulation der Nichtlinearitäten ermittelten Wert überein.

Diese Analyse wird für das $\eta$-Signal wiederholt. Das $\eta$-Meson zerfällt zu $(39.0 \pm 0.8)\%$ [50] in zwei Photonen. In jedem Ereignis werden wieder die invarianten Massen aller Photon-Photon Paare nach Gleichung (45) berechnet. Die Verteilung der Photon-Photon Masse wird für verschiedene Bereiche der Energie des höherenergetischen Photons $\gamma 1$, beginnend bei $E_{\gamma 1} = 500$ MeV, ausgewertet. Die Energie des zweiten Photons $\gamma 2$ ist beliebig. Man findet ein $\eta$-Signal für die Intervalle in $E_{\gamma 1}$ bis zu etwa 1.5 GeV. Die Spektren werden zunächst durch ein Legendrepolynon plus einer Gaußkurve mit freier Position, Amplitude und Breite angepaßt. Aufgrund der relativ kleinen Signale können die Breiten nicht verläßlich bestimmt

| $E_{\gamma 1}$ in MeV | gemessene Masse in MeV | | $N_\eta$/(1000 Ereignisse) | | $\frac{N_\eta^{84}}{N_\eta^{83}} \cdot \frac{N_{Hadron}^{83}}{N_{Hadron}^{84}}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| | 1983 | 1984 | 1983 | 1984 | |
| 500 - 700 | 528±5 | 526±5 | 0.93 ± 0.17 | 0.66 ± 0.11 | 0.7 ± 0.2 |
| 700 900 | 536±7 | 535±5 | 0.39 ± 0.11 | 0.54 ± 0.08 | 1.4 ± 0.5 |
| 900 - 1100 | 539±7 | 534±4 | 0.40 ± 0.09 | 0.39 ± 0.06 | 1.0 ± 0.3 |
| 1100 1200 | 551±9 | 537±9 | 0.20 ± 0.07 | 0.17 ± 0.05 | 0.9 ± 0.4 |
| 1300 - 1500 | 537±11 | 532±12 | 0.09 ± 0.07 | 0.10 ± 0.04 | 1.1 ± 1.0 |

Tabelle 9 : *Vergleich der Daten von 1982/83 und 1984 anhand des $\eta$-Signals.*

werden. Innerhalb der großen Fehler findet man jedoch übereinstimmende Werte. Die Amplitude der $\eta$-Linien kann genauer bestimmt werden, wenn die Breite der anzupassenden Gaußkurve bekannt ist. Die Breite der $\eta$-Linie wird aus etwa $2 \cdot 10^5$ Monte-Carlo Ereignissen bestimmt. Es ergibt sich eine Breite von $\sigma = (25 \pm 2)$MeV, unabhängig von der Photonenergie $E_{\gamma 1}$. Aus einer erneuten Anpassung der Verteilungen der invarianten Photon-Photon Masse mit fester Breite der Gaußkurve erhält man die Anzahl der gefundenen $\eta$-Mesonen. Diese ist, normiert auf die Anzahl der betrachteten Hadronen, in Tabelle 9 gegeben. Die Verhältnisse der 1984 und 1983 pro hadronischem Ereignis gefundenen $\eta$-Mesonen streuen relativ stark. Der Mittelwert des Verhältnisses $\frac{N_\eta^{84}}{N_\eta^{83}} \cdot \frac{N_{Hadron}^{83}}{N_{Hadron}^{84}} = 0.85 \pm 0.13$ deutet ebenso wie der aus dem $\pi^\circ$-Signal erhaltene Mittelwert auf eine Reduktion der Akzeptanz hin. Nimmt man an, daß die Akzeptanz für das niederenergetische Photon konstant ist, so ist das Verhältnis der Akzeptanz für Photonen von 1984 zu der Akzeptanz 1983 gleich dem Verhältnis der pro hadronischem Ereignis gefundenen $\eta$-Mesonen. Nimmt man an, daß sich auch die Akzeptanz für das niederenergetische Photon reduziert, so wird das Verhältnis aus der Akzeptanz 1984 zu der 1983 näher bei 1 liegen. Die erste Annahme ist daher die pessimistische Annahme. Die aus der Anpassung erhaltene Masse des $\eta$-Mesons stimmt für beide Datensätze gut überein. Die für die Masse des $\eta$-Mesons gefundenen Werte sind auch hier niedriger als die wahre Masse des $\eta$-Mesons.

Zusammenfassend läßt sich aus der Analyse des $\pi^\circ$- und $\eta$-Signals feststellen, daß mit Ausnahme einer geringen Reduktion der Akzeptanz für Photonen über 500 MeV

im etwa 10 % kein Unterschied der Daten von 1893 und 1984 zu finden ist.

## IX.3 Ergebnis aus den 1984 genommenen Daten

Im 1984 genommenen Datensample kann das 1983 beobachtete Signal nicht bestätigt werden. Bei der Energie der 1983 beobachteten Photonlinie ergibt eine Anpassung des Energiespektrums von 1984 mit fester Lage der Gaußkurve eine Amplitude von $13 \pm 36$ Photonen. Die bei der Datennahme aufgetretenen Probleme können nicht für das Verschwinden der Linie verantwortlich gemacht werden. Aus der gemessenen Amplitude erhält man nach der in Anhang XII.3 beschriebenen Methode eine obere Grenze für die Amplitude einer Linie bei $E_\gamma = 1076$ MeV von $N_\gamma < 68$ (90% C.L.). Hieraus ergibt sich nach Gleichung (37) eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \rightarrow Hadronen)$. Hierbei wird berücksichtigt, daß auf Grund der Nichtlinearitäten bei der Digitalisierung der in den Kristallen gemessenen Energien die Akzeptanz für Photonen 1984 um 10% geringer als 1983 ist, d.h. $\epsilon_{\gamma\chi}$ $(17 \pm 7)\%$. Mit der in Tabelle 3 angegebenen Anzahl erzeugter $\Upsilon(1S)$-Mesonen erhält man bei 90% Wahrscheinlichkeit :

$$B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \rightarrow Hadronen) < (1.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ C.L.}) \qquad (46)$$

Der angegebene Fehler berücksichtigt die systematische Unsicherheit der Akzeptanz für Photonen und der Anzahl der erzeugten $\Upsilon(1S)$-Mesonen. Dieser Wert steht im Widerspruch zu dem 1983 gemessenen Verzweigungsverhältnis. Es ist damit widerlegt, daß das $\Upsilon(1S)$-Meson mit dem 1983 gemessenen großen Verzweigungsverhältnis unter Aussendung eines Photons in das $\varsigma$-Teilchen zerfällt. Damit sind auch die Modelle, die versuchen, das $\varsigma$-Teilchen zu erklären, mit Ausnahme eines Modells widerlegt.

Das Modell von Tye und Rosenfeld [55] hat die in den Daten von 1983 beobachtete Struktur im Energiespektrum von Photonen als Zerfall eines Teilchens, dessen Masse mit der des $\Upsilon(1S)$-Mesons fast übereinstimmt, interpretiert. Dieses Teilchen soll der $3^1P_1$-Zustand eines gebundenen Systems aus einem skalaren Quark $\sigma$ und seinem skalarem Antiquark $\sigma$ sein. Aus der oberen Grenze der Anzahl der bei $E_\gamma$ 1076 MeV gefundenen Photonen ergibt sich bei der Schwerpunktsenergie von 9.46 GeV nach Gleichung 42 eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow 3P(\sigma\bar{\sigma})) \cdot B(3P(\sigma\bar{\sigma}) \rightarrow \gamma\varsigma) < (1.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-2} nb. \qquad (47)$$

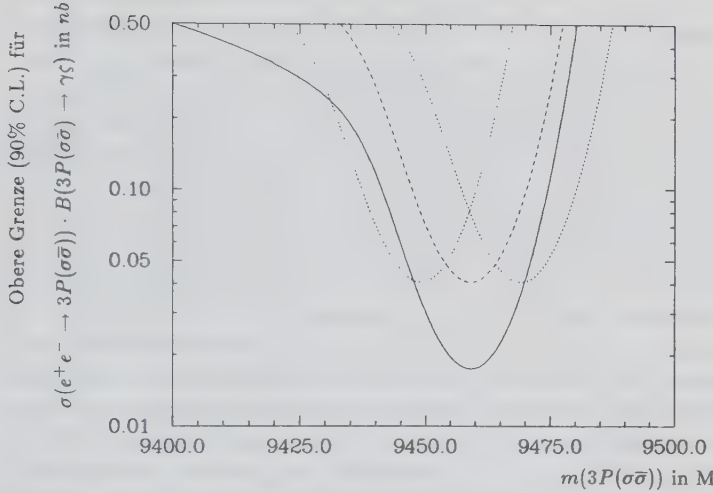



Abbildung 39 : *Obere Grenze (90% C.L.) für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \to 3P(\sigma\bar{\sigma}))\cdot B(3P(\sigma\bar{\sigma}) \to \gamma\varsigma)$ im Maximum einer hypothetischen $3P(\sigma\bar{\sigma})$-Resonanz in Abhängigkeit der Masse $m(3P(\sigma\bar{\sigma}))$. Erklärung der Kurven siehe Text.*

Aus der bei 9.46 GeV gemessenen oberen Grenze kann eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt im Maximum der $3P(\sigma\bar{\sigma})$-Resonanz bestimmt werden. Der bei 9.46 GeV Schwerpunktsenergie beobachtete Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch :

$$\sigma_{9.46\mathrm{GeV}}(e^+e^- \to 3P(\sigma\bar{\sigma})) = G(\sqrt{s} - m(3P(\sigma\bar{\sigma}))) \cdot \sigma_{max}(e^+e^- \to 3P(\sigma\bar{\sigma})) \quad (48)$$

wobei $\sigma_{max}(e^+e^- \to 3P(\sigma\bar{\sigma}))$ der im Maximum der Resonanz beobachtbare Wirkungsquerschnitt ist. $G(\sqrt{s} - m(3P(\sigma\bar{\sigma})))$ ist eine mit Strahlungskorrekturen versehene Breit-Wigner Resonanzkurve, gefaltet mit einer Gaußkurve für die Energieauflösung des Speicherrings [59], und der Normierung $G(0) = 1$. Aus der bei 9.46 GeV gemessenen oberen Grenze wird nach Gleichung (48) eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt im Maximum der $3P(\sigma\bar{\sigma})$-Resonanz als Funktion der Masse des $3P(\sigma\bar{\sigma})$-Zustands bestimmt. Diese obere Grenze in Abhängigkeit der Masse $m(3P(\sigma\bar{\sigma}))$ ist in Abbildung 39 als durchgezogene Linie gezeigt. Ebenfalls eingezeichnet ist die analoge Kurve aus dem 1982/83 gemessenen Wert (gestrichelt). Die Daten von 1984 sind zunächst ebenfalls im Widerspruch zu den Daten von 1983, da die 1982/83 gemessene Kurve oberhalb der 1984 gemessenen oberen Grenze

liegt. Falls jedoch die beiden Datensätze bei etwas unterschiedlicher Schwerpunktsenergie genommen wurden, kann es Bereiche für die Masse des $3P(\sigma\bar{\sigma})$-Zustands geben, so daß die beiden Datensätze einander nicht widersprechen. Es gibt einen Hinweis, daß die Schwerpunktsenergie 1984 etwas von dem 1983 eingestellten Wert abweicht. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von $\Upsilon(1S)$-Mesonen beträgt für die 1983 genommenen Daten $8.31 \pm 0.05\ nb$ und für die 1984 genommenen Daten $9.84 \pm 0.04\ nb$[1]. Nimmt man an, daß die Schwerpunktsenergie 1984 genau im Maximum der $\Upsilon(1S)$-Resonanz lag, 1983 jedoch etwas oberhalb b.z.w. unterhalb, so ergibt sich der Unterschied der Schwerpunktsenergien zu $\Delta\sqrt{s} = 5MeV$. Erlaubt man zusätzlich, daß 1984 die Schwerpunktsenergie bis zu 5 MeV neben dem Maximum der $\Upsilon(1S)$-Resonanz lag, d.h. daß der Wirkungsquerschnitt etwa 10% kleiner als im Maximum war, so erhält man einen maximalen Unterschied der Schwerpunktsenergien zwischen 1983 und 1984 von 10 MeV. Um die Auswirkung dieses Unterschieds der Schwerpunktsenergie zu bestimmen, wird die aus den Daten von 1983 ermittelte Kurve um $\pm 10$ MeV verschoben. Man erkennt, daß es unterhalb und oberhalb der $\Upsilon(1S)$-Resonanz Bereiche gibt, für die die Daten von 1983 und 1984 nicht im Widerspruch zueinander stehen. Um auch diese Bereiche auszuschließen, werden 1986 erneut Daten genommen.

[1] Die angegebenen Fehler beruhen nur auf statistischen Unsicherheiten. Die systemtischen Unsicherheiten sind bei beiden Datensätzten gleich und spielen daher beim Vergleich der beiden Datensätze keine Rolle.

## X. Zusammenfassende Analyse aller $\Upsilon(1S)$-Daten

Es werden nun alle Daten zusammengefaßt. Dies ist nur gerechtfertigt, wenn man annimmt, daß das 1983 beobachtete Signal eine statistische Fluktuation ist. Mit Ausnahme des Modells von Tye und Rosenfeld [55] gibt es keine weitere Erklärung für das Verschwinden des Signals im Energiespektrum von Photonen. Insbesondere wurde bereits gezeigt, daß die 1984 aufgetretenen Probleme nicht für das Verschwinden der Photonlinie verantwortlich gemacht werden können. Außerdem gibt es Hinweise, daß für die in den Daten von 1983 beobachtete Linie die Amplitude und damit die Signifikanz überschätzt wird.

Das inklusive Energiespektrum von Photonen in hadronischen Ereignissen aller auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz genommenen Daten ist in Abbildung 40a gezeigt. Abbildung 40b zeigt den in dieser Arbeit untersuchten Energiebereich von 500–2000 MeV. Es sind keine signifikanten Strukturen zu erkennen. Um quantitative Aussagen zu treffen, wird das Energiespektrum der Photonen auf schmale Strukturen hin durchsucht, d.h. auf Strukturen deren Breite durch die Energieauflösung des Detektors gegeben ist. Das angewandte Verfahren ist in Kapitel VII.5 beschrieben. Man stellt die Hypothese, bei einer Energie $\overline{E}$ sei ein Signal zu beobachten. Eine Anpassung des Spektrums mit einem Legendrepolynom zweiten Grades plus einer Gaußkurve bei der Energie $\overline{E}$ liefert Amplitude und Signifikanz dieses hypothetischen Signals. Die für Energien $\overline{E}$ von 300 bis 3000 MeV erhaltene Signifikanz eines hypothetischen Signals ist in Abbildung 41 gezeigt. Die beobachtenen Variationen zeigen das für statistische Schwankungen der Zählrate erwartete Verhalten. Die größte positive Signifikanz beträgt 2.5 Standardabweichungen bei $E_\gamma \approx 1090$ MeV. Aus der gemessenen Amplitude des hypothetischen Signals sowie der statistischen Unsicherheit wird nach der im Anhang XII.3 beschriebenen Methode eine obere Grenze für die Amplitude einer hypothetischen Photonlinie bestimmt. Aus der oberen Grenze ergibt sich nach Gleichung (37) eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma X) \cdot B(X \rightarrow \textit{Hadronen})$. Die obere Grenze ist als Funktion der Photonenergie, bzw. der Masse des hypothetischen Zwischenzustands in Abbildung 42 gezeigt. Die systematische Unsicherheit in der Akzeptanz für Photonen und in der Anzahl erzeugter $\Upsilon(1S)$-Mesonen resultiert in einer systematischen Unsicherheit dieser oberen Grenze von $\pm 40\%$. Das im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung für ein Higgs $H^\circ$ in diesem Massenbereich berechnete Verzweigungsverhältnis $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma H^\circ)$ ist deutlich kleiner als die hier ermittelte obere Grenze für radiative $\Upsilon(1S)$-Zerfälle.

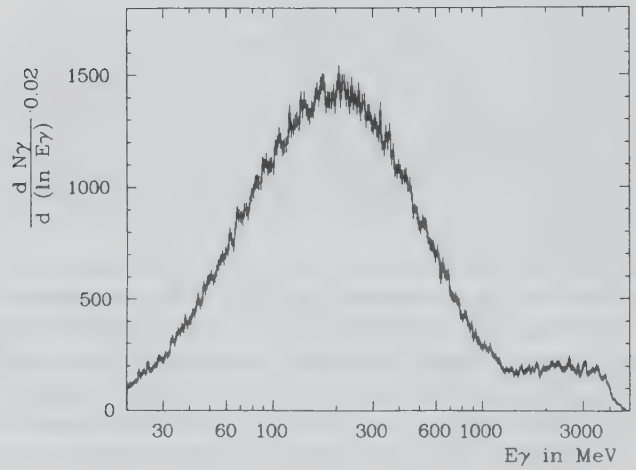



Abbildung 40a: *Energiespektrum von Photonen aus hadronischen Ereignissen auf der* $\Upsilon(1S)$*-Resonanz. In diesem Spektrum sind alle Daten von 1983 und 1984 enthalten.*

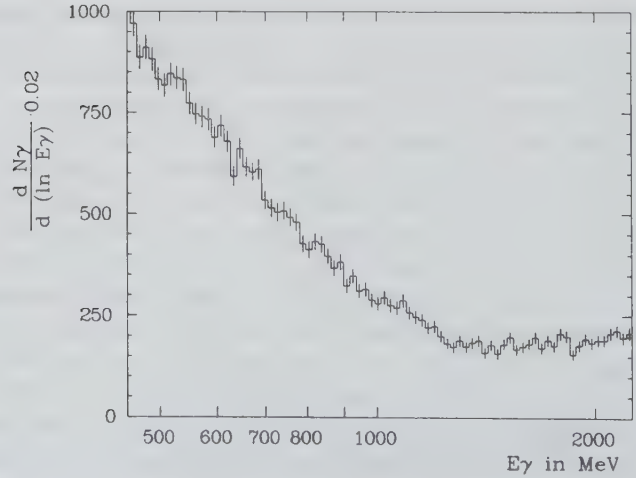



Abbildung 40b: *Ausschnitt aus dem oben gezeigten Spektrum.*

Für das 1982 1983 beobachtete Signal bei der Photonenergie $E_\gamma$ = 1076 MeV ergibt sich eine obere Grenze von :

$$B(\Upsilon(1S) \to \gamma\varsigma(8.3)) \cdot B(\varsigma(8.3) \to \textit{Hadronen}) < (2.7 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}. \qquad (49)$$

Der angegebene Fehler ist die systematische Unsicherheit der oberen Grenze.

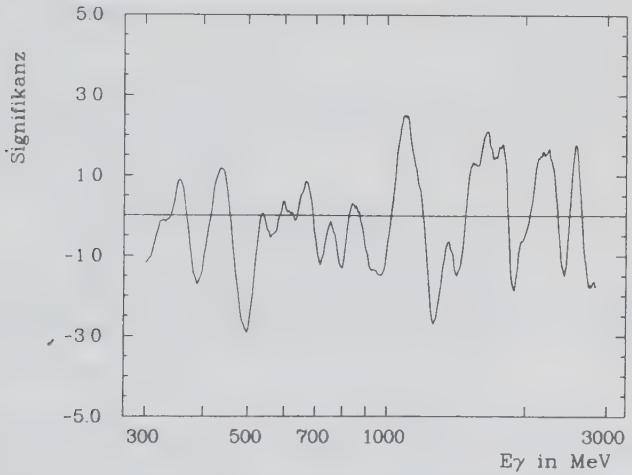



Abbildung 41 : *Signifikanz einer hypothetischen schmalen Struktur im Energiespektrum von Photonen (siehe Bild 40a).*

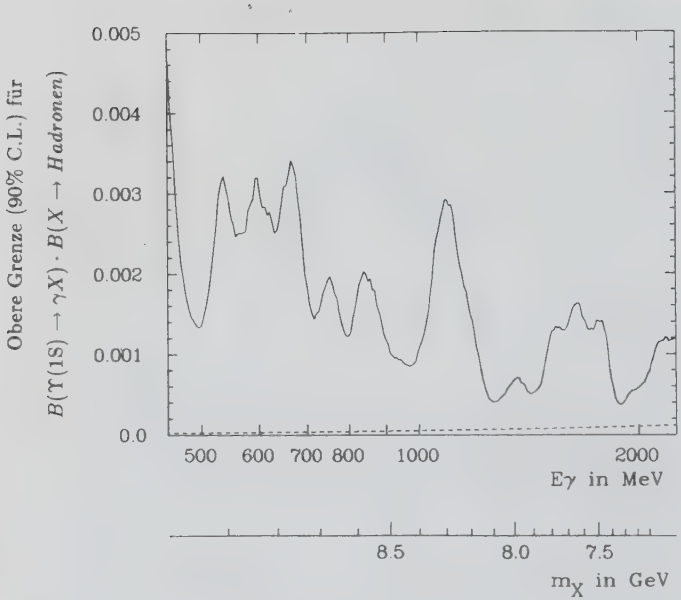



Abbildung 42 : *Obere Grenze (90% C.L.) für das Verzweigungsverhältnis* $B(\Upsilon(1S) \to \gamma X) \cdot B(X \to Hadronen)$. *Diese Grenze gilt nur für schmale Strukturen im Photonspektrum, d.h. für Teilchen X deren totale Zerfallsbreite kleiner als die Energieauflösung des Energiedetektors ist. Ebenfalls eingezeichnet ist das im Standardmodell der schwachen Wechselwirkung für ein Higgs in diesem Massenbereich berechnete Verzweigungsverhältnis* $B(\Upsilon(1S) \to \gamma H^0)$ *(gestrichelt).*

# XI. Zusammenfassung

Diese Arbeit wurde motiviert durch Hinweise auf einen radiativen Zerfall der $\Upsilon(1S)$-Resonanz : $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma$ [45]. In der vorliegenden Arbeit werden diese Hinweise anhand hadronischer Zerfälle der $\Upsilon(1S)$-Resonanz untersucht. Die verwendeten Daten wurden 1982/1983 und 1984 mit dem Crystal Ball Detektor am $e^+e^-$-Speicherring DORIS genommen. Das Energiespektrum inklusiver Photonen in hadronischen Ereignissen zeigt für die 1982/1983 genommenen Daten bei einer Photonenergie von $E_\gamma = 1076$ MeV eine deutliche Überhöhung. Die gemessene Breite dieser Überhöhung stimmt innerhalb des großen statistischen Fehlers mit der Energieauflösung des Detektors überein. Setzt man die Breite gleich der Energieauflösung, so erhält man aus einer Anpassung des Energiespektrums die Anzahl $N_\gamma$ der bei der Energie $E_\gamma$ gefundenen Photonen :

$$\begin{aligned} N_\gamma &= 89 \pm 25 \\ E_\gamma &= (1076 \pm 11 \pm 22)\text{MeV} \end{aligned} \tag{50}$$

Die Signifikanz dieses Signal beträgt 3.6 Standardabweichungen. Aus diesen Meßwerten erhält man die Masse des $\varsigma$-Teilchens und das Produkt der Verzweigungsverhältnisse zu :

$$\begin{aligned} m(\varsigma) &= (8315 \pm 12 \pm 23)\text{MeV}/c^2 \\ B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \rightarrow \textit{Hadronen}) &= (5.0 \pm 1.4 \pm 1.9) \cdot 10^{-3} \end{aligned} \tag{51}$$

Eine Überprüfung des Signal auf systematische Effekte des Detektors bzw. der Analyse zeigt, daß die Amplitude des beobachten Signals möglicherweise überschätzt wird.

Bei einer weiteren Datennahme auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz traten einige Schwierigkeiten auf. Diese Probleme haben nur geringe Auswirkungen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen. Im Energiespektrum von Photonen aus 1984 gewonnenen hadronischen Ereignissen kann das 1982/1983 gefundene Signal nicht bestätigt werden. Die in den Daten vorhandenen Probleme können für das Verschwinden der Linie bei $E_\gamma = 1076$ MeV nicht verantwortlich gemacht werden. Aus den Daten von 1984 findet man für das Produkt der Verzweigungsverhältnisse :

$$B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \rightarrow \textit{Hadronen}) < (1.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}. \tag{52}$$

Der angebene systematische Fehler wird ebenso wie der für die Daten von 1982/1983 angebene systematische Fehler verursacht durch die Unsicherheit in der Anzahl der

Hadronen, d.h. durch die Unsicherheit in der Akzeptanz für Hadronen, und durch die Unsicherheit der Akzeptanz für Photonen. Ein Vergleich der oberen Grenze mit dem 1983 gemessenen Wert für $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma) \cdot B(\varsigma \rightarrow Hadronen)$ ist frei von diesen systematischen Unsicherheiten. Aus den 1984 genommenen Daten kann der Zerfall $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma$ ausgeschlossen werden. Ein Modell bescheibt das 1983 beobachtete Signal als Übergang eines $3\,^1P_1$-Zustands aus einem hypothetischen skalaren Quark $\sigma$ und einem skalaren Antiquark $\bar{\sigma}$ in den $1\,^1S_0$-Zustand des $\sigma\bar{\sigma}$-Systems. Die Masse des 3P-Zustands soll nahe bei der Masse des $\Upsilon(1S)$-Mesons liegen. Da 1984 die am Speicherring eingestellte Schwerpunktsenergie möglicherweise bis zu 10 MeV von dem 1983 eingestellten Wert abweicht, kann dieses Modell von den Daten nicht ausgeschlossen werden. Der für die Masse des 3P-Zustands erlaubte Bereich ist stark eingrenzt. Um auch dieses Modell völlig auszuschließen, wurden im Frühjahr 1986 erneut Daten im Bereich der $\Upsilon(1S)$-Resonanz genommen. Die Analyse dieser Daten ist noch nicht abgeschlossen.

Eine zusammenfassende Analyse aller 1983 und 1984 genommenen $\Upsilon(1S)$-Daten ergibt eine energieabhängige obere Grenze für Zerfälle vom Typ $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\, X$, $X \rightarrow Hadronen$. Diese Grenze liegt jedoch weit oberhalb des Verzweigungsverhältnisses, das für ein Higgs in diesem Massenbereich vom Standardmodell vorausgesagt wird. Um die Existenz eines Higgs mit einer Masse unter 10 GeV auszuschließen, wären wesentlich größere Datenmengen erforderlich.

Neben der Crystal Ball Kollaboration haben drei weitere Experimente - ARGUS am Speicherring DORIS, CLEO und CUSB am $e^+e^-$-Speicherring in Cornell - Daten auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz genommen. Keines dieser Experimente konnte die Existenz des $\varsigma$-Teilchens bestätigen. Diese drei Experimente geben jeweils eine obere Grenze für den Zerfall $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\varsigma$ an. Die ARGUS Kollaboration findet für diesen Zerfall eine obere Grenze (90% C.L.) von $1.5 \cdot 10^{-3}$ [60], die CLEO Kollaboration $\approx 3 \cdot 10^{-3}$ [61]. Die CUSB Kollaboration gibt in Referenz [62] eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis für radiative $\Upsilon(1S)$-Zerfälle in ein Higgs an. Bei der Masse des $\varsigma$-Teilchens ist die Grenze $\approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ (90% C.L.).

# XII. Anhang

## XII.1 Untersuchung des E37S-Schnittes

Die Energiesumme $E37S$ ist die Summe der meist 24 Kristalle im Ring um die 12 Nachbarn des Bumpmoduls (siehe auch Bild 20 ). Photonen deponieren nahezu ihre gesamte Energie im Bumpkristall und in dessen 12 Nachbarkristallen aber nur wenig Energie in den Kristallen, deren Energie für $E37S$ summiert wird (siehe Kap. IV.3). Für Photonen werden daher kleine Werte für $E37S$ erwartet. Befindet sich eine zweite Teilchenspur nahe dem Photon, so daß sich die Energiedeposition des zweiten Teilchens mit der des Photons überlagert, so wird die Energie des Photons zu groß gemessen. Die Energiesumme $E37S$ wird dann größer sein, als für ein Photon erwartet. Durch einen Schnitt in der Energiesumme $E37S$ können diese Spuren erkannt und verworfen werden.

Die für Photonen erwartete Verteilung der Werte der Energiesumme $E37S$ wird mit Monte-Carlo Methoden ermittelt. Im Energiedetektor werden Photonen im Energiebereich von 0 - 5 GeV simuliert. Jedes Ereignis enthält genau ein Photon. In Abbildung 43 sind die für diese MC-Photonen gemessenen Werte von $E37S$ über der gemessenen Photonenergie $E13$ aufgetragen. Man findet die erwartete Häufung bei kleinen Werten von $E37S$. Die eingezeichnete Kurve ist die Gerade :

$$E37S = 25\text{MeV} + 0.025 \cdot E13 \tag{53}$$

Nahezu alle Photonen liegen unterhalb dieser Geraden, werden also von diesem Schnitt akzeptiert. Für Photonen in hadronischen Ereignissen gibt es zwar auch Einträge oberhalb dieser Geraden, die meisten Photonen liegen jedoch unterhalb dieser Grenze für $E37S$. Um die Wirksamkeit des Schnittes gegen überlappende Spuren zu zeigen, werden $\pi^{\circ}$-Mesonen mit Impulsen von 0 - 5 GeV untersucht. Die Photonen aus dem $\pi^{\circ}$-Zerfall werden, beginnend bei etwa 500 MeV, immer häufiger als Spur eines Teilchen interpretiert. Jedes Ereignis enthält wieder genau ein $\pi^{\circ}$-Meson. Trägt man für alle gefundenen Spuren $E37S$ gegen die gemessene Energie $E13$ auf (Bild 44), so ergeben sich im Energiebereich von 500 - 2000 MeV häufig Werte für $E37S$, die nicht mit den oben gezeigten Werten für Photonen verträglich sind. Die beiden Photonen werden zum Teil zwar nicht mehr als zwei getrennte Photonen erkannt, die Überlagerung der beiden elektromagnetischen Schauer ergibt jedoch eine deutlich breitere Energieverteilung, als dies von einem einzelnen elektromagnetischen Schauer erwartet wird.

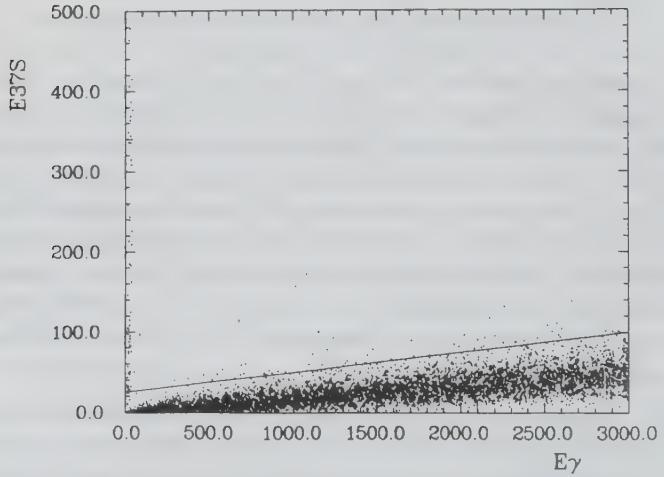



Abbildung 43 : *Für MC-Photonen ermittelte Werte von E37S als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ .*

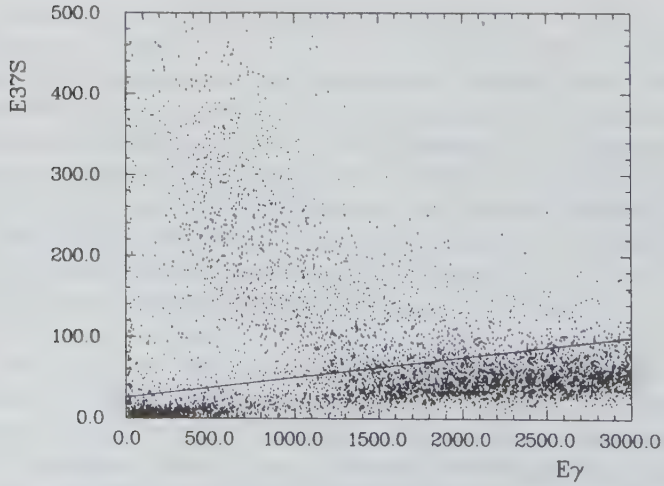



Abbildung 44 : *Für Photonen aus $\pi^\circ$-Zerfällen ermittelte Werte von E37S als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ .*

## XII.2 Untersuchung der Patternschnitte

Die Patternschnitte prüfen, ob die Verteilung der deponierten Energie eines Teilchens auf die Kristalle mit der Verteilung eines elektromagnetisch schauernden Photons verträglich ist. Da der Crystal Ball Detektor longitudinal nicht segmentiert ist, kann nur die laterale Energieverteilung überprüft werden. Hierzu werden Verhältnisse der Energiesummen $E1$, $E2$, $E4$ und $E13$ gebildet.

Die erlaubten Bereiche der Verhältnisse verschiedener Energiesummen werden wieder mit Monte-Carlo Methoden bestimmt. Es werden Photonen fester Energie ($E_\gamma$ = 100, 250, 500, 800, 1000, 2100 MeV) im Detektor simuliert. Die Energiedeposition eines Photons wird zu einem hadronischen Ereignis addiert (siehe Kap. VIII.4). Das beigemischte Photon wird anschließend durch Vergleich der Richtung des erzeugten Photons mit den Richtungen der im hadronischen Ereignis gefundenen Spuren wieder identifiziert. Die Energie des wiedergefundenen Photons kann größer als die Energie des beigemischten Photons sein[1]. Dies ist dann der Fall, wenn in den Kristallen, die zu $E13$ des beigemischten Photons gehören, bereits Energie deponiert war. Dieses Photon ist für die Suche nach monochromatischen Linien wertlos. Es sollen daher nur die Pattern "guter" Photonen untersucht werden. Ein Photon wird hier als "gut" bezeichnet, wenn die Energie des wiedergefundenen Photons weniger als $1\sigma$ der Energieauflösung von der Energie des beigemischten Photons abweicht. Für diese Photonen werden die Verteilungen der Verhältnisse $\frac{E1}{E4}$, $\frac{E4}{E13}$, $\frac{E2}{E4}$ und $\frac{E2}{E13}$ gebildet. Diese Verteilungen werden mit denen geladener Teilchen aus hadronischen Ereignissen verglichen. Um Energieabhängigkeiten zu untersuchen, werden die Photonen verschiedener Energie getrennt behandelt. Die geladenen Teilchen werden in Intervalle deponierter Energie (0–300, 300–500, 500–700, 700–1000, 1000–1500, 1500–2500) gruppiert. Die Schnitte werden so gesetzt, daß möglichst alle Photonen zumindest bei hohen Energien akzeptiert werden und gleichzeitig ein großer Teil der geladenen Teilchen verworfen wird. Für die einzelnen Verhältnisse findet man :

$\frac{E1}{E4}$ Dieser Schnitt hat seine größte Wirkung bei niedrigen Energien. Die Verteilung der Werte $\frac{E1}{E4}$ für Photonen mit $E_\gamma$ = 250 MeV und geladene Teilchen mit Energien unter 300 MeV ist in Abbildung 45 gezeigt. Die Werte des Verhältnisses $\frac{E1}{E4}$ geladener Teilchen zeigen eine starke Häufung nahe eins. Dies sind minimal ionisierende Teilchen, die Energie im wesentlichen in einem Kristall deponieren.

[1] Die Energie des beigemischten Photons ist die nach der Datektorsimulation gemessene Energiesumme $E13$.

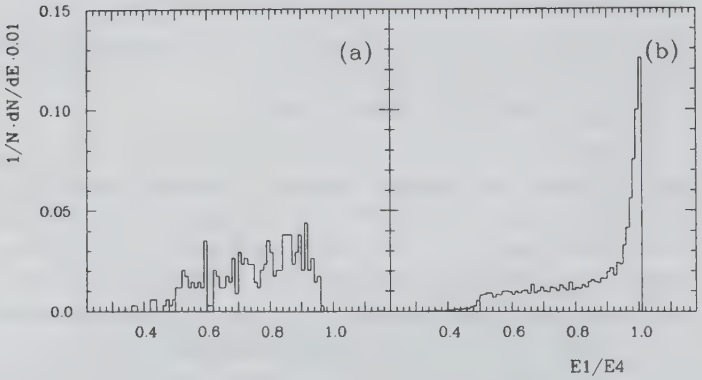



Abbildung 45 : *Verteilung der Werte des Verhältnisses* $\frac{E1}{E4}$
a : *für Photonen mit einer Energie von* $E_\gamma = 250$ MeV
b : *für geladene Teilchen mit Energien unter* 300 MeV.

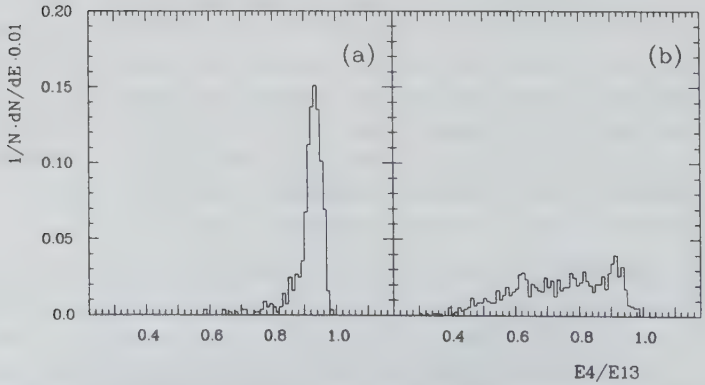



Abbildung 46 : *Verteilung der Werte für das Verhältnis* $\frac{E4}{E13}$, *nach dem Schnitt an* $\frac{E1}{E4}$
a : *für Photonen mit einer Energie von* $E_\gamma = 1$ GeV
b : *für geladene Teilchen mit Energien von* 1 – 1.5 GeV.

Daher wird verlangt, daß :

$$0.44 \leq \frac{E1}{E4} \leq 0.96 \; . \tag{54}$$

Bei Energien über 500 MeV ist dieser Schnitt wenig wirksam.

Für die Spuren, die von diesem Schnitt akzeptiert werden, wird die Verteilung der Werte von $\frac{E4}{E13}$ betrachtet :

$\frac{E4}{E13}$ Man findet bei diesem Verhältnis auch bei hohen Energien Unterschiede zwischen Photonen und geladenen Teilchen. Als Beispiel sind in Bild 46 die Verteilungen für Photonen mit $E_\gamma = 1$ GeV und für geladene Teilchen mit Energien von 1000 – 1500 MeV gezeigt. Man erkennt, daß die für geladene Teilchen gefundene Verteilung breiter als die für Photonen gefundene ist. Somit wird ein Teilchen nur als Photon akzeptiert, wenn :

$$0.78 \leq \frac{E4}{E13} \leq 0.98 \; . \tag{55}$$

Die obere Grenze ist bei hohen Energien nicht wichtig. Bei kleinen Energien wird jedoch durch diese obere Grenze ein weiterer Teil minimal ionisierender Teilchen verworfen.

Diese beiden Schnitte verwerfen zusammen bereits über die Hälfte aller geladenen Teilchen und akzeptieren über 95% der guten Photonen. Nach diesen beiden Schnitten unterscheiden sich die Verteilungen von $\frac{E2}{E4}$ und $\frac{E2}{E13}$ für geladene Teilchen und für Photonen nur wenig.

$\frac{E2}{E4}$ Als Beispiel sind hier die Verteilungen für Photonen mit 800 MeV und für geladene Teilchen mit Energien von 700 – 1000 MeV in Abbildung 47 gezeigt. Die für geladene Teilchen gefundenen Werte streuen über einen etwas größeren Bereich als die für Photonen gefundenen Werte. Es wird gefordert, daß :

$$0.80 \leq \frac{E2}{E4} \leq 0.995 \; . \tag{56}$$

Die Begrenzung zu kleinen Werten ist wirksam bei hohen Energien. Die obere Grenze von 0.995 ermöglicht es, bei Energien unter 500 MeV einen Teil der geladenen Teilchen zu verwerfen.

$\frac{E2}{E13}$ Die Verteilungen für Photonen und geladene Teilchen nach den ersten drei Patternschnitten zeigt Abbildung 48. Auch hier streuen die für geladene, hochenergetische Teilchen gefundenen Werte stärker als die für Photonen gefundenen

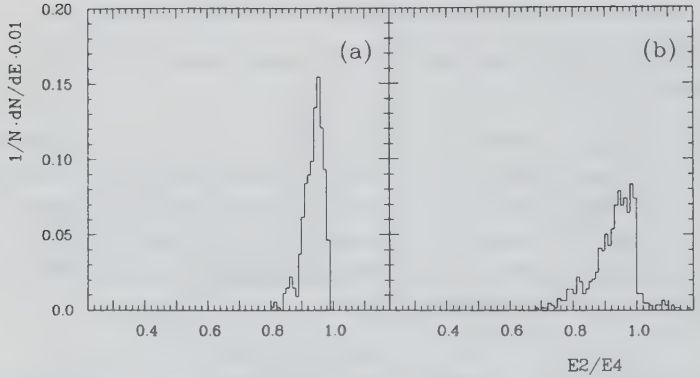



Abbildung 47 : *Verteilung der Werte für das Verhältnis* $\frac{E2}{E4}$, *nach Schnitten an* $\frac{E1}{E4}$ *und* $\frac{E4}{E13}$

a : *für Photonen mit einer Energie von* $E_\gamma$ = 800 MeV

b : *für geladene Teilchen mit Energien von* 700 – 1000 MeV.

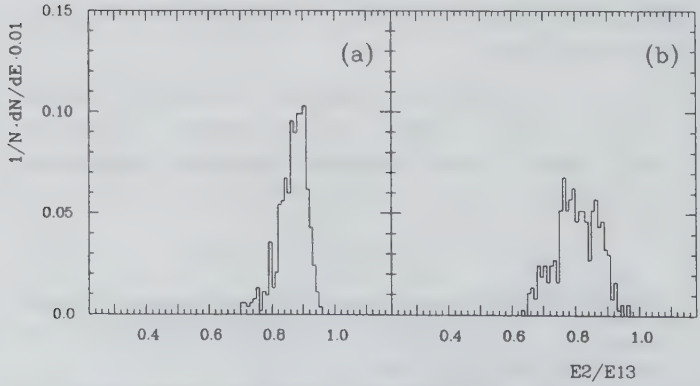



Abbildung 48 : *Verteilung der Werte für das Verhältnis* $\frac{E2}{E13}$, *nach Schnitten an* $\frac{E1}{E4}$, $\frac{E4}{E13}$ *und* $\frac{E2}{E4}$

a : *für Photonen mit einer Energie von* $E_\gamma$ = 1 GeV

b : *für geladene Teilchen mit Energien von* 1 – 1.5 GeV.

Werte. Der erlaubte Bereich wird daher eingegrenzt auf :

$$0.70 \leq \frac{E2}{E13} \leq 0.96 \; . \tag{57}$$

Von diesen Patternschnitten werden über 90% der guten Photonen im Energiebereich von 500 - 2000 MeV akzeptiert. Gleichzeitig verwerfen diese Schnitte etwa 2 3 aller geladenen Teilchen. Die Pattern geladener Teilchen werden hier als Modell für Hadronen benutzt. Die Pattern neutraler wechselwirkender Hadronen sollten sich nicht von denen geladener Hadronen unterscheiden.

## XII.3 Bestimmung oberer Grenzen

In dieser Arbeit werden obere Grenzen für Verzweigungsverhältnisse bestimmt. Eine obere Grenze wird im allgemeinen dann angegeben, wenn beim Messen einer kleinen positiven Größe das Meßergebnis mit Null verträglich ist. Die Bestimmung der oberen Grenze geht von einem gemessenen Wert $X$ und dessen statistischer Unsicherheit $\Delta X$ aus. Nimmt man an, daß die Meßwerte normal verteilt sind, kann aus dem gemessenen Wert eine Wahrscheinlichkeitsaussage über den wahren Wert $X_o$ gemacht werden :

$$P(X_o) = A \cdot e^{-\frac{1}{2}(\frac{X - X_o}{\Delta X})^2} \tag{58}$$

wobei $A$ eine Normierungskonstante ist. Sie wird festgelegt durch die Forderung :

$$\int_a^b P(X_o) dX_o = 1 \tag{59}$$

Die Integrationsgrenzen a und b sind die Grenzen des physikalisch erlaubten Bereiches für $X_o$. Bei der Berechnung einer oberen Grenze für ein Verzweigungsverhältnis sind z.B. nur Werte im Bereich von 0 - 1 erlaubt. Der gemessene Wert muß nicht innerhalb des erlaubten Bereiches liegen. Aufgrund der statistischen Subtraktion des Untergrunds können z.B. auch negative Werte gemessen werden. Die obere Grenze $X_{max}$ für $X_o$ ist bei 90% Confidence Level gegeben durch :

$$\int_a^{X_{max}} P(X_o) dX_o = 0.90 \tag{60}$$

Der wahre Wert für $X_o$ ist mit einer Wahrscheinlichkeit von 90% kleiner als $X_{max}$.

Systematische Unsicherheiten werden bei diesem Verfahren zunächst ignoriert. Bei den in dieser Arbeit bestimmten oberen Grenzen für Verzweigungsverhältnisse

wird zuerst die obere Grenze für die Anzahl der beobachteten Photonen $N_\gamma^{max}$ gemäß dem obigen Verfahren berechnet. Aus dieser oberen Grenze wird durch Division durch die Anzahl der erzeugten Mesonen und die Akzeptanz für Photonen die obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis bestimmt. Die systematische Unsicherheit in der Anzahl der erzeugten Mesonen und der Akzeptanz für Photonen resultiert in einer systematische Unsicherheit der oberen Grenze für das Verzweigungsverhältnis.

## Literaturverzeichnis


[1] R. Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Sci. **7**, 231 (1957)

[2] J. J. Aubert *et.al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974)
J. E. Augustin *et.al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974)

[3] S. W. Herb *et.al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977)
W. R. Innes *et.al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 1240 (1977)

[4] D. L. Scharre *et.al.*, Phys. Lett. **97**,329 (1980)

[5] C. Edwards *et.al.*, Phys. Rev. Lett. **48**, 458 (1982)

[6] R. M. Baltrusaitis *et.al.*, Phys. Rev. Lett. **56**, 107 (1986)

[7] Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964)
G. Zweig, CERN TH 412 (1964)

[8] R. K. Bock (UA1 Kollaboration), Proc. XXII. Conf. on high Energy Physics, Vol. II,2, Leipzig (1984)
G. Arnjson *et.al.*(UA1 Kollaboration), Phys. Lett. **147B**, 493 (1984)

[9] O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. **13**, 598 (1964)

[10] P. Becher, M. Böhm, H. Joos, Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung, Teubner Studienbücher, Stuttgart 1981

[11] P. G. O. Freund, Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **34**, 1645 (1975)
H. Fritsch, P. Minkowski, Nuovo Cimento **30A**, 393 (1975)

[12] C. A. Heusch, SLAC-Pub-3556 und SCIPP 84/38, 1985

[13] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967)
S. L. Glashow, Nucl. Phys **22**, 579 (1961)
A. Salam, Proc. $8^{th}$ Nobel Symposium (Aspenäsgarden, 1968) (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968) p. 367

[14] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)

[15] A. Sirlin Phys. Rev. **D22**, 971 (1980)
W. J. Marciano,A. Sirlin Phys. Rev. **D22**, 2695 (1980)
C. H. Llewellyn-Smith, J. A. Wheater Phys. Lett. **105B**, 486 (1981)

[16] G. Arnison *et.al.*(UA1 Kollaboration), Phys. Lett. **122B**, 103 (1983)
G. Arnison *et.al.*(UA1 Kollaboration), Phys. Lett. **126B**, 398 (1983)
G. Arnison *et.al.*(UA1 Kollaboration), Phys. Lett. **129B**, 273 (1983)

[17] F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **39**, 1304 (1977)

[18] J. Ellis *et.al.*, Phys. Lett. **83B**, 339 (1979)
H. E. Haber, G. L. Kane, Phys. Lett. **135**, 196 (1984)

[19] P. Fayet, S. Ferrara, Phys. Rep. **32C**, 249 (1977)
M. F. Sohnius, Phys. Rep. **128**, 39 (1985)

[20] H. E. Haber, G. L. Kane, Phys. Rep. **117**, 75 (1985)

[21] C. R. Nappi, Phys. Rev. **D25**, 84 (1982)

[22] W. Y. Keung,A. Khare, Phys. Rev. **D29**, 2657 (1984)

[23] G. Wolf, DESY 81-086, (1981)

[24] S. Okubo, Phys. Lett. **5**, 165 (1963)
G. Zweig, CERN TH 401 und CERN TH 412 (1964)
J. Iizuka Prog. Theor. Phys. Suppl. **37-38**, 21 (1966)

[25] C. N. Yang, Phys. Rev. **77**, 242 (1950)

[26] B. Niczyporuk *et.al.*(LENA Kollaboration), Phys. Rev. Lett. **46**, 92(1981)

[27] K. Wille, DESY M83-16 und DESY 81-047

[28] H. Nesemann, Private Mitteilung, 1986

[29] G. Folger, A. Irion, B. Lockman, Interne CB Mitteilung Nr. 600, (1984)

[30] T. Kloiber, Diplomarbeit, Universität Erlangen, 1984 und DESY F31-84-01

[31] D. J. Prindle. PhD thesis, Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, (1985)
M. Kobel, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, 1986 und DESY F31-86-03

[32] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Studienbücher, Stuttgart 1984

[33] R. A. Lee, PhD thesis, SLAC-282 (1985)

[34] D. M. Gelphman, PhD thesis, SLAC-286 (1985)

[35] C. Edwards *et.al.*, SLAC-PUB-3030, 1984

[36] B. Anderson *et.al.*, Physics Reports 97, 33 (1983)
T. Sjöstrand, DESY Report T84-01 und DESY Report 84-19 (1984)

[37] R. L. Ford, W.R.Nelson, SLAC Report 210 (1978)

[38] T. A. Gabriel *et.al.*, Oak Ridge Nat. Lab. Report ORNC/TM 7128-81 (1981)

[39] S. Cooper, SLAC-PUB-3555, (1985)

[40] B. Niczyporuk *et.al.*(LENA Kollaboration), Z. Phys. **C15**, 299 (1982)
Ch. Berger *et.al.*(Pluto Kollaboration), Phys. Lett. **81B**, 410 (1979)
P. Bock *et.al.*(D-HH-HD-M Kollaboration), Z. Phys. **C6**, 125 (1980)
H. Albrecht *et.al.* (Dasp II Kollaboration), Phys. Lett. **116B**, 383 (1982)

[41] R. D. Schamberger *et.al.*(CUSB Kollaboration), Phys. Lett. **138B**, 225 (1984)
S. E. Csorna *et.al.*(CLEO Kollaboration), Phys. Rev. Lett. **56**, 1222 (1986)

[42] R. Nernst, Dissertation, Universität Hamburg, 1985 und DESY F31-85-01

[43] T. Skwarnicki, Dissertation, DESY F31-86-02 (1986)

[44] S. Baker, R. D. Cousins, Nucl. Instrum. Methods **221**, 437 (1984)

[45] C. Peck *et.al.*(Crystal Ball Kollaboration), DESY 84-064 und SLAC-PUB-3380 (1984)

[46] F. C. Porter, Interne CB Mitteilung, July 1985

[47] B. Lurz, Private Mitteilung, 1986

[48] R. Nernst *et.al.*(Crystal Ball Kollaboration), Phys. Rev. Lett. **54**, 2195 (1985)

[49] D. Gelphman *et.al.*(Crystal Ball Kollaboration), Phys. Rev. **D32**, 2893 (1985)

[50] Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. **56**, Number 2 Part II, 1984

[51] K.-T. Chao, PUTP-84-16, Peking University (1984)

[52] H. E. Haber, G. L. Kane, Nucl. Phys. **B250**, 716 (1985)
M. Shin *et.al.*, Nucl. Phys. **B253**, 205 (1985)
S. L. Glashow, M. Machacek, HUTP-84/A063 (1984)
H. Georgi *et.al.*, HUTP-84/A069 (1984)
X. Y. Pham, PAR/LPTHE 84.38 (1984)
L. C. Huah, Alberta Thy-7-84 (1984)
M. Shin *et.al.*, Nucl. Phys. **B253**, 205 (1985)
T.-S. Tu, D. di Wu, BIHEP-84-22 (1984)

[53] H. Fritsch, D. Lüst, G. Zoupanos, MPI-PAE/PTh 63/84, (1984)

[54] S. Ono, T. Yanagida, S. Yazaki, University of Tokyo, UT-443, 1984

[55] S.-H. H. Tye, C. Rosenfeld, Phys. Rev. Lett. **53**, 2215, 1984

[56] K. Königsmann, Interne CB Mitteilung, November 1984

[57] T. Skwarnicki, Interne CB Mitteilung, Juni 1985
K. Wachs, Interne CB Mitteilung, Juli 1985

[58] S. Lowe, PhD Dissertation, Stanford University, (1986)

[59] J. D. Jackson, D. L. Scharre, Nucl. Instrum. Methods **128**, 13 (1975)

[60] H. Albrecht *et.al.*(ARGUS Kollaboration), Z. Phys. **C29**, 167 (1985)

[61] D. Besson *et.al.*(CLEO Kollaboration), Phys. Rev. **D33**, 300 (1986)

[62] S. Komamiya, Proc. of the 1985 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Kyoto (1985)

# Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der Beteiligung des Physikalischen Institutes der Universität Erlangen-Nürnberg am Crystal Ball Experiment bei DESY in Hamburg. In der Crystal Ball Kollaboration arbeiten gegenwärtig etwa 80 Physiker von 14 verschiedenen Universitäten zusammen. Jeder einzelne hat seinen Teil zum Gelingen des Experiments beigetragen.

Herrn Prof. Dr. H. Wegener möchte ich für die Ermöglichung und Betreuung der Arbeit danken. Allen anderen Erlanger Mitgliedern der Crystal Ball Kollaboration - Dr. B. Lurz, Dr. U. Volland, im letzten Jahr auch M. Kobel - danke ich für viele interressante Diskussionen. Auch Herr Prof. Dr. J. K. Bienlein fand immer Zeit für anregende Gespräche. Finanzielle Unterstützung wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie (BMFT) gewährt, die Kosten für zahlreiche Reisen nach Hamburg wurden von DESY übernommen.

Die Mitglieder der Crystal Ball Kollaboration sind :
D. Antreasyan[i], D. Aschman[b], H. W. Bartels[e], D. Besset[k], Ch. Bieler[h], J. K. Bienlein[e], A. Bizzeti[g], E. D. Bloom[l], I. Brock[c], K. Brockmüller[e], R. Cabenda[k], A. Cartacci[g], M. Cavalli-Sforza[k], R. Clare[l], G. Conforto[g,a], S. Cooper[l], R. Cowan[k], D. Coyne[k], D. de Judicibus[g], G. Drews[e], C. Edwards[a], A. Engler[c], G. Folger[f], A. Fridman[l] J. Gaiser[l], D. Gelphman[l], G. Glaser[f], G. Godfrey[l], F. H. Heimlich[h], R. Hofstadter[l], J. Irion[i], Z. Jakubowski[d], K. Karch[m], S. Keh[m], H. Kilian[m], I. Kirkbride[l], T. Kloiber[e], M. Kobel[f], W. Koch[e], A. C. König[j], K. Königsmann[m], R. W. Kraemer[c], S. Krüger[h], G. Landi[g], R. Lee[l], S. Leffler[l], R. Lekebusch[h], P. Lezoch[h], A. M. Litke[l], W. Lockman[l], S. Lowe[l], B. Lurz[f], D. Marlow[c], H. Marsiske[e], W. Maschmann[h], T. Matsui[l], P. McBride[i], F. Messing[c], W. J. Metzger[j], H. Meyer[e], B. Monteleoni[g], R. Nernst[h], C. Newman-Holmes[k], B. Niczyporuk[l], G. Nowak[d], C. Peck[a], P. G. Pelfer[g], B. Pollock[l], F. C. Porter[a], D. Prindle[c], P. Ratoff[a], B. Renger[c], C. Rippich[c], M. Scheer[m], P. Schmitt[m], M. Schmitz[e], J. Schotanus[j], J Schütte[f], A. Schwarz[l], F. Selonke[e], D. Sievers[h], T. Skwarnicki[e], V. Stock[h], K. Strauch[i], U. Strohbusch[h], J. Tompkins[l], H. J. Trost[e], R. T. Van de Walle[j], H. Vogel[c], A. Voigt[e], U. Volland[f], K. Wachs[e], K. Wacker[l], W. Walk[j], H. Wegener[f], D. Williams[i], P. Zschorsch[e]

[a] California Institute of Technology, Pasadena, CA, USA
[b] University of Cape Town, Cape Town, South Africa
[c] Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, PA, USA
[d] Cracow Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland
[e] Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Hamburg, Germany
[f] Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, Germany
[g] INFN and University of Firenze, Firenze, Italy
[h] Universität Hamburg, I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg, Germany
[i] Harvard University, Cambridge, MA, USA
[j] University of Nijmegen and NIKHEF-Nijmegen, Nijmegen, The Netherlands
[k] Princeton University, Princeton, NJ, USA
[l] Department of Physics, HEPL, and Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, CA, USA
[m] Universität Würzburg, Würzburg, Germany

# Lebenslauf

**Gunter Folger**

Geboren am 8.Mai 1956 in Dortmund

Eltern : Manfred Folger
Ingrid Folger, geb. Kaul

| | |
|---|---|
| 1962 - 1966 | Besuch der Grundschule in Hof/Saale |
| 1966 - 1975 | Besuch des mathematisch-naturwissenschaftlichen Gymnasiums in Hof/Saale |
| 1.7.1975 - 30.9.1976 | Grundwehrdienst in Karlsruhe und Neuburg/Donau |
| ab 1.10.1976 | Studium der Physik an der Universität Erlangen-Nürnberg |
| 27.10.1978 | Diplomvorprüfung |
| ab April 1980 | Diplomarbeit bei Prof. H. Wegener<br>Mitarbeit in der LENA Kollaboration am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg |
| 17.11.1981 | Diplomhauptprüfung Physik |
| ab November 1981 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg.<br>Mitarbeit in der Crystal Ball Kollaboration bei DESY in Hamburg |
| Juni 1982 | Besuch der CERN School of Physics in Cambridge, Großbritannien |
| August – November 1983 | Forschungsaufenthalt am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) in Kalifornien/USA |

Erlangen, den 30. Mai 1986

Offsetdruck · Fotodruck · Hogl · Hauptstraße 109 · 8520 Erlangen · Tel.09131/22990